Tome 13. N° 1 Janvier 1952

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

Fondé en 1872 par J.-Ch. d'ALMEIDA

ET LE RADIUM

Fondé en 1904 par Jacques DANNE

PUBLICATION DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Subventionnée par la Confédération des Sociétés scientifiques françaises et le Centre national de la Recherche scientifique

SOMMAIRE

Rédaction : 10, rue Vauquelin, PARIS-5e. Tél. : GOBelins 11-02. — Administration : 12, place Henri-Bergson, PARIS-8e. Tél. : LABorde 23-38.

Publication mensuelle. — Prix de l'abonnement annuel pour 1952 :

France et Union française : 3000 francs; Etranger : 12 dollars ou valeur correspondante en francs.

Prix du numéro : 350 francs (*pour la vente en France*).

Tome 13. N° 1. Janvier 1952.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

ÉTUDE EN FONCTION DE L'ÉNERGIE DE LA DIFFUSION EN ARRIÈRE DES ÉLECTRONS

Par Francis SUZOR et Georges CHARPAK.
Laboratoire de Chimie Nucléaire, Collège de France, Paris.

Sommaire. — Une source radioactive étant déposée sur une feuille plane d'aluminium, deux compteurs Geiger-Müller demi-cylindriques placés de part et d'autre de cette feuille ont permis d'étudier la diffusion en arrière dans un angle solide 2π du rayonnement β émis par les nuclides ^{35}S, ^{60}Co, ^{22}Na, RaE, ^{32}P. Les mêmes expériences ont été faites avec les électrons de conversion émis par $^{99}Tc^*$ et $^{116}In^*$.

1. **Introduction.** — Le but de notre travail a été d'étudier l'absorption et la diffusion en arrière du rayonnement β par une feuille plane d'aluminium sur laquelle est déposée la source radioactive. Cette feuille constitue la paroi de séparation de deux compteurs demi-cylindriques. Notre dispositif expérimental nous a permis ainsi de mesurer, de chaque côté, la totalité du rayonnement émis; les électrons comptés du côté de la source (côté A), viennent directement de celle-ci ou sont renvoyés en arrière par la feuille d'aluminium, les électrons comptés de l'autre côté (côté B), ont dû traverser cette feuille; nous avons également mesuré les impulsions en coïncidence de part et d'autre de la feuille d'aluminium. Il est important de remarquer que pour un électron émis par la source dans une direction voisine du plan de la feuille, il suffit d'un ou de plusieurs chocs avec un angle de déviation faible pour que l'électron soit compté du côté A. Lorsqu'on trace la courbe représentant la proportion de rayonnement renvoyé en arrière par la feuille plane qui sert de support à une source radioactive en fonction de l'épaisseur h de cette feuille, il est très important de connaître exactement l'origine de cette courbe correspondant à la valeur $h = 0$. Ceci est vrai non seulement lorsque les mesures sont effectuées dans une géométrie 2π ou 100 pour 100 comme c'est le cas pour notre travail, mais aussi pour toutes expériences faites dans des géométries inférieures à 100 pour 100 comme c'est le cas pour de nombreuses publications antérieures [1] (une géométrie n pour 100 signifie que le compteur est vu de la source sous un angle solide $\frac{n}{100} \times 2\pi$). La détermination précise du zéro de la courbe représentant la diffusion en arrière des électrons en fonction de l'épaisseur du diffuseur est d'autant plus importante que cette courbe croît très rapidement au voisinage de l'origine; une détermination imprécise du zéro peut ainsi entraîner des erreurs considérables sur la proportion d'électrons diffusés en arrière pour une épaisseur saturante du support. Si la distribution angulaire du rayonnement diffusé en arrière n'est pas isotrope, les résultats obtenus seront fonction de la géométrie employée. Glendenin et Yaffe [1] ont signalé le fait curieux suivant : le rayonnement diffusé en arrière est plus important si la source radioactive est déposée directement sur une épaisseur saturante de plomb que si elle est déposée sur un film mince de formvar, lui-même appliqué sur du plomb Il semble que, contrairement à ce que disent ces auteurs, il faille chercher l'explication de ce fait dans les considérations suivantes : les auteurs travaillent dans une géométrie toujours inférieure à 50 pour 100 et, de ce fait, ne comptent pas le rayonnement émis tangentiellement; les électrons diffusés par la toute première couche de matière peuvent être émis, d'une part avec une distribution angulaire différente et, d'autre part, en quantités différentes dans le cas du formvar et dans le cas du plomb; enfin, la contribution relative de cette toute première couche de matière (formvar ou plomb) peut être considérable. Nos expériences montrent,

en effet, que des épaisseurs très minces de l'ordre de 0,1 à 0,2 mg : cm² donnent, dans certains cas, une diffusion en arrière importante Pour les expériences faites dans l'air à la pression atmosphérique, il ne saurait donc être question de négliger la diffusion en arrière donnée par l'air situé derrière la feuille mince qui sert de support à la source. Le fait que la source a plus ou moins de matière est aussi très important.

2. **Dispositif expérimental.** — Comme nous l'avons dit, la source est déposée sur une feuille d'aluminium. Le plan de celle-ci passe par l'axe vertical d'un cylindre en laiton (14 cm de haut, 5 cm de diamètre) dont chaque moitié, de part et d'autre de la feuille, constitue un compteur Geiger-Müller. La feuille d'aluminium elle-même est soutenue par un anneau porte-source en fer. Celui-ci est formé de deux anneaux identiques ayant chacun une épaisseur de 2 mm, un diamètre extérieur de 32 mm et un diamètre intérieur de 24 mm; ceux-ci sont superposés et maintenus ensemble par trois vis formant ainsi un porte-source d'épaisseur 4 mm; entre ces deux anneaux, donc dans le plan médian du porte-source, sont disposés des disques en laiton de 1/10e de millimètre d'épaisseur, de 32 mm de diamètre, percés d'un trou circulaire de 10 mm de diamètre. Les feuilles d'aluminium formant les épaisseurs h, ou bien h et x, dont il sera question plus loin, sont disposées les unes sur les autres entre ces disques de laiton. En position de fonctionnement, la source se trouve au centre du cylindre constituant les deux compteurs (*fig.* 1). Deux plaques verticales en laiton, distantes d'environ 4 mm, forment, entre les deux demi-cylindres, une glissière verticale G dans laquelle peut se déplacer le porte-source. Ces deux plaques sont percées, au centre du cylindre, d'une ouverture circulaire de 28 mm de diamètre en face de laquelle vient se placer le porte-source en position de fonctionnement.

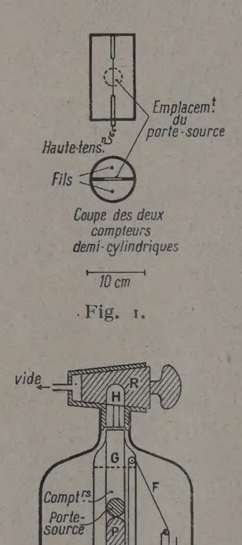


Fig. 1.

Fig. 2.

Ces deux compteurs demi-cylindriques sont disposés sous une cloche en verre (*fig.* 2) remplie d'un mélange d'argon sous une pression de 8 cm de mercure et d'alcool sous une pression de 1 cm. Un poussoir P placé dans la glissière G repose sur la platine servant de base à la cloche et maintient le porte-source au centre des compteurs. Le poussoir P est relié par un fil à un contre-poids cylindrique C. Par un dispositif électromagnétique (bobine B), ce contre-poids peut être déplacé de l'extérieur, ce qui permet de soulever le poussoir P et d'amener le porte-source dans le prolongement de la glissière G dans une cavité H, pratiquée à l'intérieur du boisseau d'un robinet R disposé au-dessus de la cloche de verre. En tournant alors le robinet R, on peut, par ce système d'éclusage, sortir le porte-source de la cloche. Un champ électromagnétique obtenu par une bobine, non représentée sur la figure 2, permet d'attirer et de maintenir le porte-source au fond de la cavité H pratiquée dans le robinet R, lors de la rotation de celui-ci; ceci a l'avantage de ne pas faire monter le poussoir P à une hauteur trop grande, et d'éviter ainsi que celui-ci pénétrant légèrement dans la cavité n'empêche la rotation du robinet. Pour introduire le porte-source entre les deux compteurs, on effectue la manœuvre inverse suivante : la cavité H étant placée en face de la fente I, on y met le porte-source; une rotation d'un tiers de tour du robinet place la cavité H devant un canal permettant de faire le vide dans celle-ci (*fig.* 2); une nouvelle rotation d'un tiers de tour amène H dans le prolongement de la glissière G, où le porte-source est reçu par le poussoir P qui le descend entre les deux compteurs dans la position de fonctionnement. De cette façon, une sortie suivie d'une rentrée du porte-source se traduit seulement par une diminution relative d'environ 1/10 000e de la pression du gaz sous la cloche; nous avons pu effectuer cette double manœuvre une centaine de fois sans perturber la bonne marche des compteurs, contrôlée par une source étalon.

3. **Méthode expérimentale.** — 1° Nos premières mesures ont été effectuées de la façon suivante. Une goutte de la solution contenant le radioélément était déposée et évaporée sur une feuille mince d'aluminium battu de 0,17 mg : cm². Nous

obtenions simultanément pour une épaisseur h de la feuille d'aluminium N_A impulsions par minute du côté de la source, N_B de l'autre côté et N_C en coïncidence entre les deux compteurs.

Dans une autre expérience, nous mettions la source en sandwich entre deux feuilles de même

Fig. 3.

épaisseur h, nous comptions N_S impulsions par minute dans chacun des compteurs et N'_C en coïncidence entre les deux compteurs.

Dans ces deux expériences, le nombre d'électrons émis par la source et non absorbés par l'aluminium est $(N_A + N_B - N_C)$ dans un cas et $(2N_S - N'_C)$ dans l'autre cas. L'extrapolation de ces deux grandeurs pour $h = 0$ doit évidemment donner la même valeur (la plus petite valeur possible de h est 0,17 mg : cm²). Cette extrapolation est possible, sans grande erreur, pour tous les nuclides étudiés, excepté le ^{35}S.

Nous avons déjà publié des résultats relatifs à ces expériences [2].

2° Pour éliminer à la fois les difficultés relatives à l'extrapolation pour $h = 0$ et celles dues à la présence d'électrons de faible énergie dans les radioéléments β, nous avons fait les expériences suivantes. La source était évaporée comme précédemment sur une feuille d'aluminium d'épaisseur x et mise en sandwich entre celle-ci et une feuille d'aluminium d'épaisseur h variable. Nous mesurions simultanément N_x impulsions par minute dans un compteur, N'_x dans l'autre et N_{Cx} en coïncidence. Il était alors possible de faire les mesures pour $h = 0$; le rayonnement N_x, compté à travers la feuille d'épaisseur x permettait d'obtenir la proportion diffusée en arrière dans un angle solide 2π par la

Fig. 4.

feuille d'épaisseur h en fonction de h. Nous avons tenu compte du rayonnement γ, dans le cas où il existait, en le mesurant à travers une épaisseur d'aluminium juste suffisante pour arrêter les électrons. Nous avons également tenu compte des photons ou des électrons secondaires en utilisant les résultats obtenus pour les impulsions en coïncidence; cette correction est d'ailleurs de peu d'importance. Soit $\mathcal{N}_x$ la valeur ainsi corrigée de N_x, nous définirons en pour-cent la diffusion en arrière $p_x(h)$ des électrons par une feuille d'épaisseur h à travers une feuille d'épaisseur x :

$$p_x(h) = 100\,\frac{\mathcal{N}_x(h) - \mathcal{N}_x(0)}{\mathcal{N}_x(0)}$$

3° Les impulsions en coïncidence dans les deux compteurs peuvent être dues à des causes variées :

a. Les coïncidences β-γ (par exemple dans le cas de ^{60}Co);

b. Les coïncidences entre électrons de conversion et électrons Auger dans le cas des isomères nucléaires;

c. Les coïncidences dues à la réflexion d'un électron sur les parois des compteurs;

d. Les coïncidences dues à la réflexion d'un électron sur les atomes du gaz (8 cm alcool + 1 cm argon);

e. Les coïncidences entre un électron diffusé par la feuille d'aluminium et un électron ou un photon secondaire issu de cette feuille.

Les effets *a* et *b* qui n'existent que pour certains des nuclides que nous avons étudiés viennent se superposer aux autres effets qui ont lieu dans tous les cas.

L'effet *c* doit être relativement très peu important, car le nombre d'impulsions en coïncidence est pratiquement insensible à une forte variation du diamètre de la feuille d'aluminium, le reste du plan de cette feuille, qui sépare les deux compteurs, étant opaque aux électrons.

Pour étudier l'effet *d*, nous avons diminué, dans le rapport 3, la pression du gaz dans le compteur et nous n'avons constaté dans le cas de ^{60}Co déposé sur une feuille de 0,17 mg : cm² d'aluminium, aucun changement, ni pour les impulsions dans chaque compteur, ni pour celles en coïncidence entre ces deux compteurs. Il semble donc que, en dehors des effets *a* et *b*, l'effet prépondérant soit l'effet *e*, une impulsion étant due dans un compteur à un effet secondaire et l'autre impulsion dans l'autre compteur à l'électron lui-même. La réflexion des électrons, se faisant seulement dans les premiers milligrammes par centimètre carré d'aluminium et le rayonnement secondaire émis étant peu pénétrant, la décroissance rapide au début des courbes indiquées plus loin pour N_C et N'_C se trouve ainsi expliquée.

4. **Résultats des mesures.** — 1° ^{35}S. — Ce nuclide émet un rayonnement β dont l'énergie limite est de 170 keV. La solution radioactive était sans entraîneur. La figure 5 reproduit en coordonnées semi-logarithmiques les courbes N_B, N_C et N'_C en fonction de l'épaisseur h d'aluminium. L'extrapolation des courbes de la figure 6 [$(N_A + N_B - N_C)$ et $(2N_S - N'_C)$ en fonction de h] permet de tracer la courbe de la figure 7, proportion de rayonnement diffusé en arrière dans un angle solide 2π en fonction de l'épaisseur h du diffuseur. Il est visible que

pour un rayonnement aussi peu énergique que celui de ³⁵S, cette méthode ne donne aucun renseignement

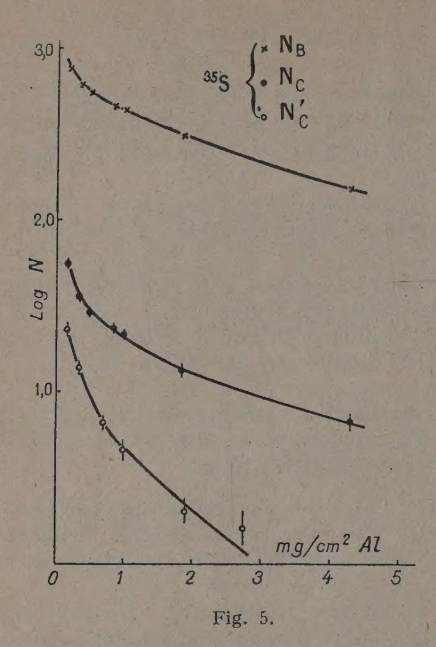


Fig. 5.

précis sur la diffusion en arrière, l'extrapolation aux points voisins A et B (*fig.* 6) donnant sur la figure 7 des courbes très différentes.

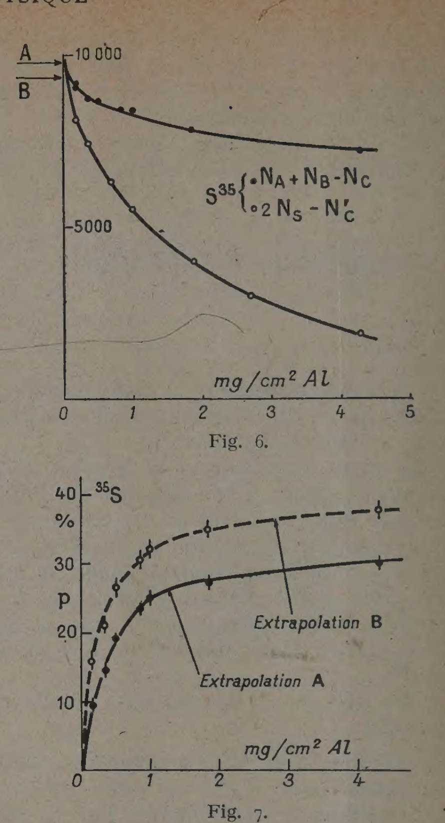


Fig. 6.

Fig. 7.

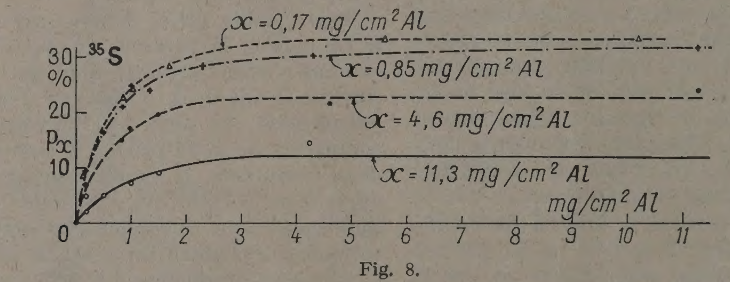


Fig. 8.

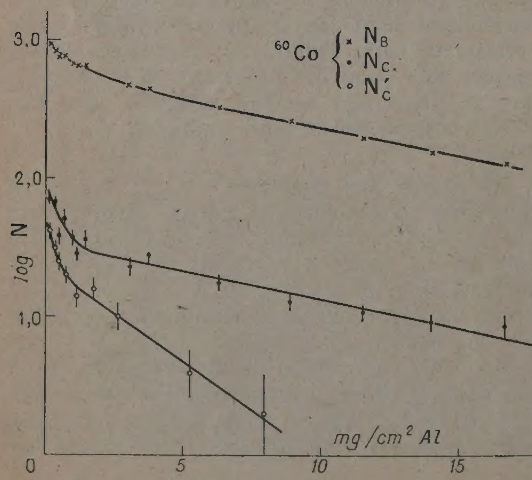


Fig. 9 (*ci-contre*).

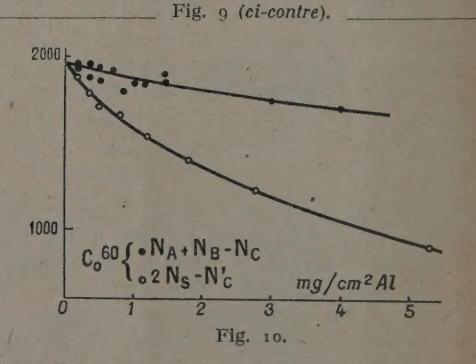


Fig. 10.

Les expériences du second type ont été faites pour les valeurs suivantes de x : 0,17; 0,85; 4,6 et 11,3 mg : cm² d'aluminium (*fig.* 8).

2° ^{60}Co. — Ce nuclide émet simultanément un rayonnement β dont l'énergie limite est de 310 keV et deux photons γ en cascade de 1,16 et 1,32 MeV.

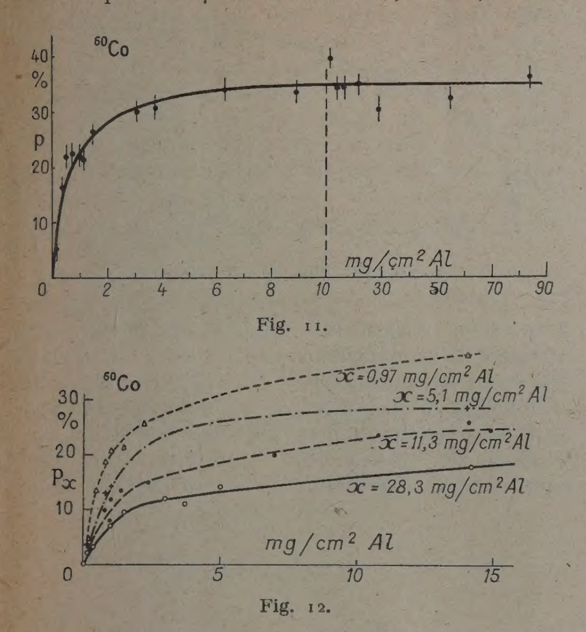


Fig. 11.

Fig. 12.

La solution radioactive était sans entraîneur. Contrairement au cas du ^{35}S, l'extrapolation pour $h = 0$ des courbes de la figure 10 se fait sans ambiguïté et permet d'obtenir (*fig.* 11) la proportion d'électrons diffusés en arrière.

Les expériences du second type ont été faites pour les valeurs suivantes de x : 0,97; 5,1; 11,3 et 28,3 mg : cm² d'aluminium (*fig.* 12).

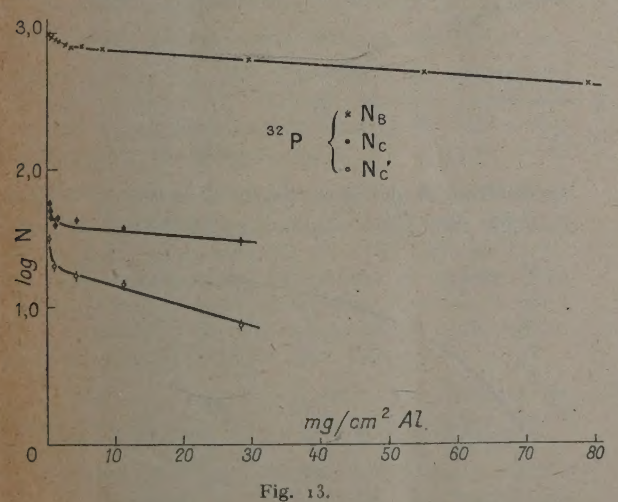


Fig. 13.

3° ^{32}P. — Il émet un rayonnement β dont l'énergie limite est de 1,71 MeV. La solution radioactive était sans entraîneur. La figure 14 donne la courbe de diffusion en arrière des électrons en fonction de l'épaisseur du diffuseur. Les expériences du second

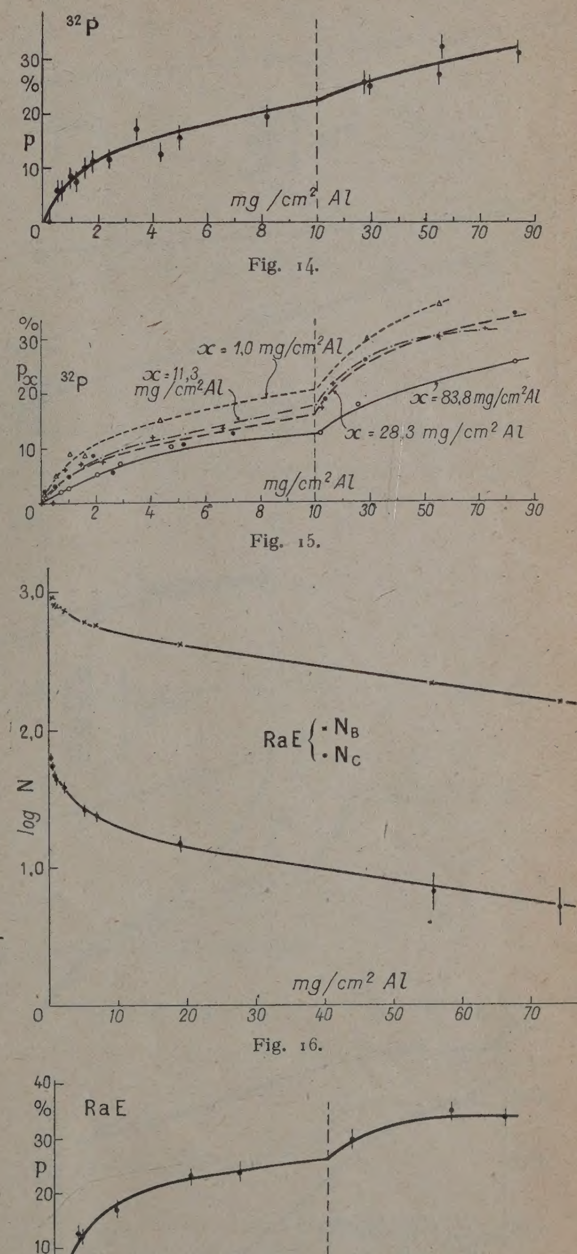


Fig. 14.

Fig. 15.

Fig. 16.

Fig. 17.

type ont été faites pour les valeurs suivantes de x : 1,0; 11,3; 28,3 et 83,8 mg : cm² d'aluminium (*fig.* 15).

4° RaE et ^{22}Na. — Pour ces deux nuclides, nous donnons les courbes de diffusion en arrière en fonction de l'épaisseur du diffuseur (*fig.* 17 et 19).

Fig. 18.

5° ^{99}Tc*. — Il émet des électrons de conversion de 120 keV. Toutes les courbes représentant des

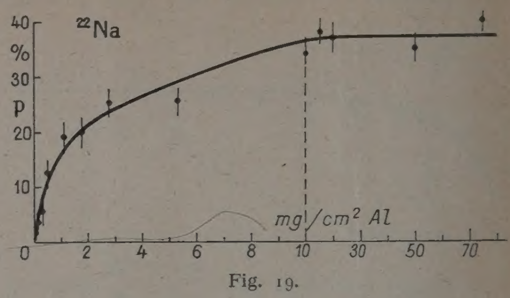


Fig. 19.

proportions d'électrons diffusés en arrière sont corrigées du rayonnement γ de 141 keV. La figure 21 représente les courbes $(N_A + N_B - N_C)$ et $(2N_S - N'_C)$ en fonction de h. L'écart de ces deux courbes pour les faibles valeurs de h est dû à la composante électronique de 1,8 keV [3], complètement absorbée dans 0,17 mg : cm² d'aluminium; ces électrons appa-

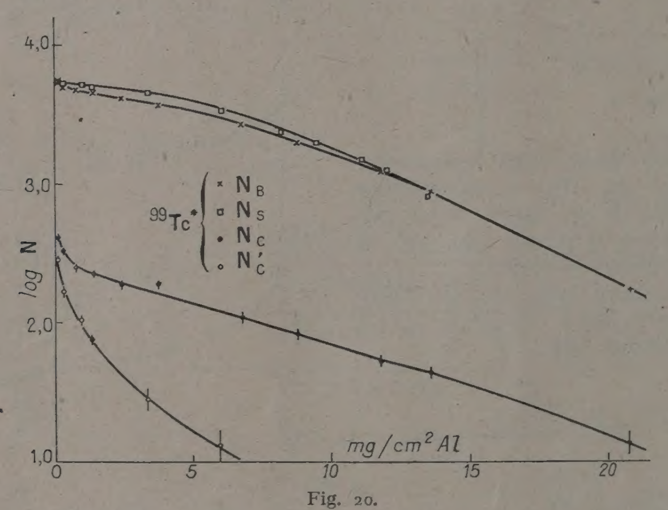


Fig. 20.

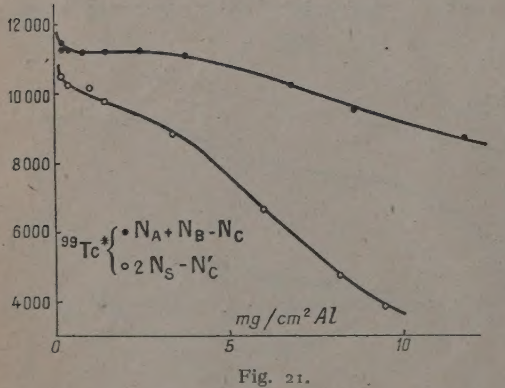


Fig. 21.

raissent donc dans N_A, mais pas dans N_B, ni dans N_S; les électrons Auger apparaissent dans N_A, N_B et N_S, mais pas dans $(N_A + N_B - N_C)$, ni dans $(2N_S - N'_C)$,

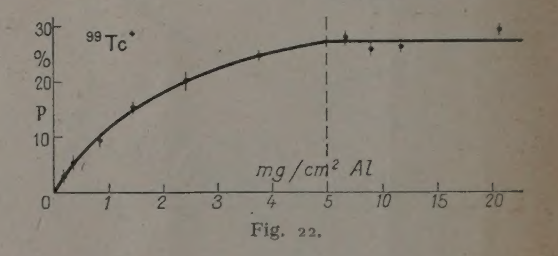


Fig. 22.

car ils sont toujours émis en même temps qu'un électron de conversion; par contre, les électrons de 1,8 keV sont émis en même temps que les photons

de 141 keV, donc indépendamment des électrons de conversion dans neuf cas sur dix, le facteur de conversion étant 1/10e. L'existence des électrons de 1,8 keV rend ainsi plus délicate l'extrapolation pour $h = 0$ des deux courbes de la figure 21. La courbe de diffusion en arrière p en fonction de h de la figure 22 correspond à la valeur extrapolée $(N_A + N_B - N_C) = 11\,900$; dans ce cas, pour $h = 1$ mg : cm², on a $p = 11{,}5$ pour 100; à la valeur extrapolée 11 600 correspondrait une courbe donnant $p = 13$ pour 100 et à 12 200 correspondrait $p = 10$ pour 100, pour cette même valeur $h = 1$ mg : cm².

Les expériences du second type ont été faites pour les valeurs suivantes de x : 1,0 et 6,1 mg : cm² d'aluminium (*fig.* 23).

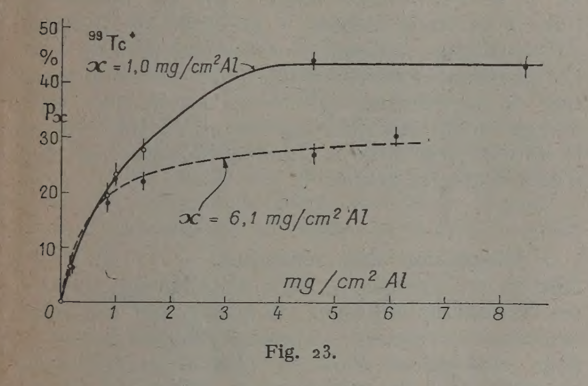


Fig. 23.

Il est important d'insister sur le point suivant : l'expérience du premier type correspondant aux figures 20, 21 et 22 a été faite avec une source venant d'une solution radioactive contenant de l'entraîneur; nous avions, pour cette source, $\frac{N_A}{N_B} = 1{,}17$ pour $h = 0{,}17$ mg : cm². Par contre, les expériences du second type (*fig.* 23) ont été faites avec des sources de meilleure qualité, la solution radioactive étant sans entraîneur; pour ces sources, nous avions $\frac{N_A}{N_B} = 2{,}90$ pour $h = 0{,}17$ mg : cm²; les électrons de 1,8 keV et les électrons Auger étaient beaucoup moins absorbés que dans le cas précédent. Cependant, une partie importante de ces électrons de faible énergie peut encore être absorbée, la solution radioactive déposée sur la feuille d'aluminium battu ayant pu pénétrer dans celle-ci.

6° $^{115}In^*$. — Ce nuclide émet des électrons de conversion de 320 keV. Toutes les courbes représentant des proportions d'électrons diffusés en arrière sont affectées d'une correction tenant compte du rayonnement γ de 340 keV. L'extrapolation pour $h = 0$ de la courbe $(N_A + N_B - N_C)$ (*fig.* 25) en deux points très différents A et B est sans grande importance sur le tracé de la courbe représentant la proportion de rayonnement diffusé en arrière en fonction de l'épaisseur du diffuseur (*fig.* 26).

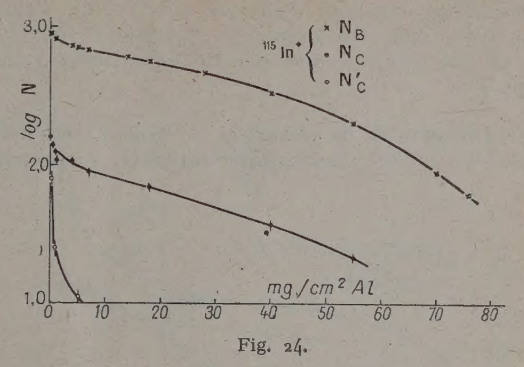


Fig. 24.

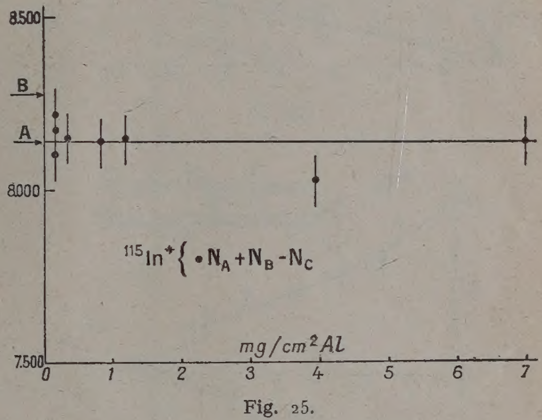


Fig. 25.

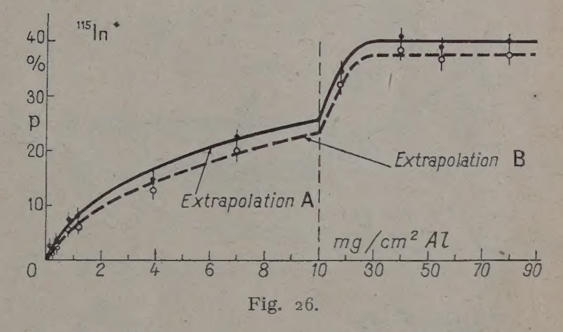


Fig. 26.

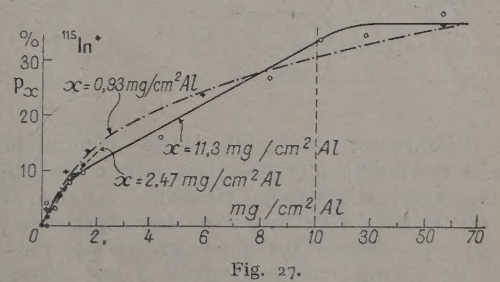


Fig. 27.

Les expériences du second type ont été faites pour les valeurs suivantes de x : 0,93; 2,47 et 11,3 mg : cm²

d'aluminium (*fig.* 27). Les sources employées dans ces dernières expériences avaient une densité superficielle moyenne d'environ 30 μg : cm². Celles employées dans les premières expériences (*fig.* 24, 25 et 26) avaient une densité superficielle plus grande.

7° *Influence de la géométrie.* — Nous avons fait, avec ⁶⁰Co et ³²P, l'expérience suivante. La source

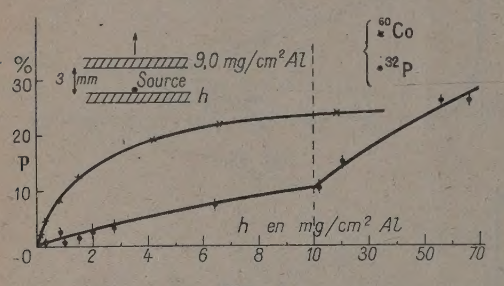


Fig. 28.

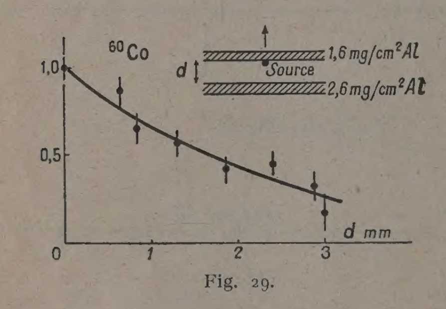


Fig. 29.

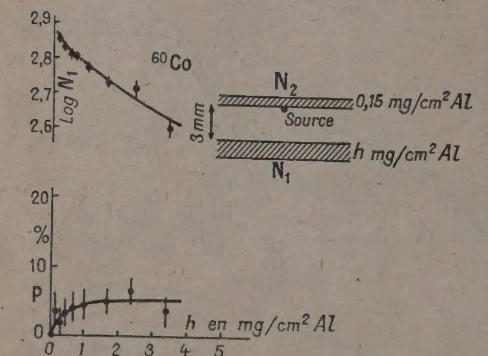


Fig. 30.

était déposée sur une feuille plane d'aluminium d'épaisseur variable h et était mise entre cette feuille et une autre d'épaisseur constante 9,0 mg : cm² (*fig.* 28); la seule différence avec une expérience du second type décrite précédemment était que la feuille de 9,0 mg : cm² se trouvait à une distance de 3 mm de la source et du diffuseur d'épaisseur h. Les courbes de la figure 28 donnent les proportions de rayonnement diffusé en arrière par h à travers 9,0 mg : cm². Dans ce dispositif, l'angle solide sous lequel le compteur était vu de la source était de $0,7.2\pi$. La comparaison des courbes des figures 28 et 12 pour ⁶⁰Co et des figures 28 et 15 pour le ³²P montre que dans le cas de ⁶⁰Co, les résultats sont approximativement les mêmes pour la géométrie 2π que pour la géométrie $0,7.2\pi$, tandis que dans le cas du ³²P, le rayonnement diffusé en arrière par 1 mg : cm² d'aluminium est de 5 pour 100 dans une géométrie 2π et de 1 à 2 pour 100 dans une géométrie $0,7.2\pi$.

Dans le cas de ⁶⁰Co, nous avons également mesuré la proportion de rayonnement diffusé en arrière par une épaisseur pratiquement saturante d'aluminium ($h = 2,6$ mg : cm²) située à une distance variable d de la source; les résultats pour d variant de 0 à 3 mm sont donnés sur la figure 29. Pour $d = 3$ mm, l'étude a été faite en fonction de l'épaisseur variable h du diffuseur (*fig.* 30). Ces expériences montrent que pour ⁶⁰Co, la proportion de rayonnement diffusé en arrière par unité d'angle solide devient cinq fois plus faible lorsque le diffuseur est situé à 3 mm de la source au lieu d'être contre la source.

5. **Discussion des résultats.** — 1° *Étude en fonction de l'énergie.* — Afin d'étudier en fonction de l'énergie la diffusion en arrière des électrons, nous nous limiterons au cas particulier suivant : nous appellerons $P(x)$ la proportion (exprimée en pour-cent) de rayonnement diffusé en arrière dans un angle solide 2π par 1 mg : cm² d'aluminium à travers x mg : cm² d'aluminium. $P(x)$ est l'ordonnée pour $h = 1$ mg : cm² des courbes données précédemment. Le premier type d'expériences donne $P(0)$ et le deuxième type donne $P(x)$ pour x différent de 0; étant donné le doute qui, comme nous l'avons vu, subsiste dans certains cas, à cause de l'extrapolation pour $h = 0$, sur les valeurs $P(0)$, nous utiliserons seulement dans ce qui suit les expériences du second type. Les figures 31 et 32 reproduisent les courbes $P(x)$ en fonction de x pour les différents nuclides étudiés.

Ayant les fonctions $P(x)$ (*fig.* 31) pour les trois radioéléments β, ³⁵S, ⁶⁰Co et ³²P, nous avons calculé les fonctions $P(x, E)$ pour des bandes de largeur 20 keV et d'énergie moyenne E du rayonnement β en utilisant la méthode suivante. D'une part, nous connaissions par nos expériences la loi d'absorption des électrons en fonction de l'énergie dans notre dispositif expérimental; d'autre part, nous avons utilisé les résultats connus sur les spectres d'énergie des trois radioéléments considérés. A l'aide de ces données, il nous a été possible de tracer les courbes $Y_x(E)$ en fonction de E représentant, pour un de ces radioéléments, la proportion d'électrons d'énergie E traversant, dans notre dispositif expérimental, un écran d'épaisseur x mg : cm² d'alu-

minium. Dans ces conditions, nous avons pour un radioélément donné

$$P(x) = \frac{\int_{E_0}^{E_l} P(x, E)\, Y_x(E)\, \mathrm{d}E}{\int_{E_0}^{E_l} Y_x(E)\, \mathrm{d}E},$$

E_0 étant l'énergie correspondant au parcours x des électrons dans l'aluminium et E_l étant l'énergie limite du spectre. L'expérience nous donnant $Y_x(E)$ et $P(x)$ pour ^{35}S, ^{60}Co et ^{32}P, nous avons reproduit (*fig.* 33) pour plusieurs valeurs données de x les deux courbes extrêmes $P(x, E)$ en fonction de E compatibles, aux erreurs expérimentales près, avec les valeurs $P(x)$ obtenues pour ces trois radioéléments. Ceci nous a permis de tracer, sur la figure 34, les fonctions $P(x, E)$ pour des bandes du rayonnement β d'énergie définie entre 80 et 320 keV [les erreurs absolues sur les fonctions $P(x, E)$ ainsi obtenues sont de l'ordre de ± 2 pour 100]. Nous n'avons pas tenu compte, dans les valeurs précédemment indiquées du gaz se trouvant derrière la source (8 cm argon + 1 cm alcool); il faudrait le faire pour obtenir une valeur absolue de la proportion de rayonnement diffusé en arrière dans un angle solide 2π.

2° *Comparaison entre le rayonnement β et les électrons.* — Nos premières expériences montrant une différence entre la diffusion en arrière des électrons de conversion de ^{99}Tc* et de ^{115}In* d'une part, et le rayonnement β de ^{60}C$_0$, de ^{22}Na et de ^{32}P d'autre part, nous avions émis l'hypothèse [2] que la particule β pourrait être un électron excité, dont la perte de l'énergie d'excitation par chocs entraînerait une diffusion différente de celle des électrons. Par exemple, pour une bande de largeur 20 keV et d'énergie moyenne 120 keV du rayonnement β, nous pouvons tirer de la figure 34 :

$$P(1) = 21,5 \pm 2 \text{ pour } 100, \qquad P(6) = 18 \pm 2 \text{ pour } 100, \qquad P(10) = 11 \pm 2 \text{ pour } 100;$$

les premières expériences sur ^{99}Tc* émettant des électrons de conversion de 120 keV (*fig.* 20 à 22) donnent

$$P(1) = 10 \pm 2 \text{ pour } 100 \qquad \text{et} \qquad \sigma(6) = 15 \text{ pour } 100$$

en appelant $\sigma(x)$ la proportion (exprimée en pour-cent) de rayonnement diffusé en arrière à travers x mg : cm² par une épaisseur saturante d'aluminium. Cependant, cette hypothèse, que nous avions avancée [2] et que nous venons de rappeler, ne trouve aucune justification dans l'étude de la diffusion en arrière des électrons, car, en utilisant une source de ^{99}Tc* dont la préparation avait été améliorée, nous avons obtenu (*fig.* 23) :

$$P(1) = 23 \pm 1 \text{ pour } 100, \qquad P(6) = 20,5 \pm 1 \text{ pour } 100 \qquad \text{et} \qquad \sigma(6) = 29 \text{ pour } 100$$

Un accord du même ordre a été obtenu entre le rayonnement β de 320 keV (*fig.* 34) et les électrons

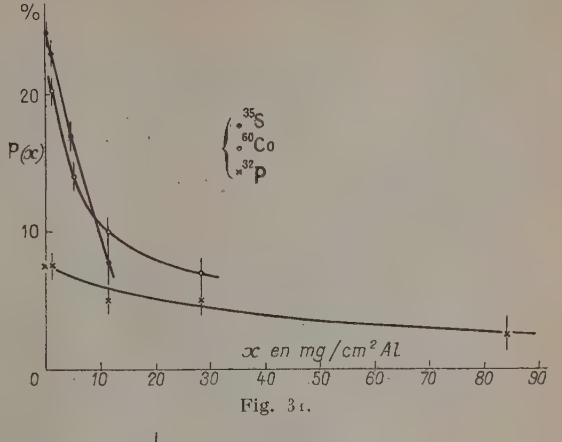


Fig. 31.

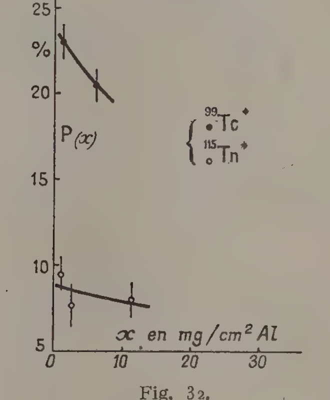


Fig. 32.

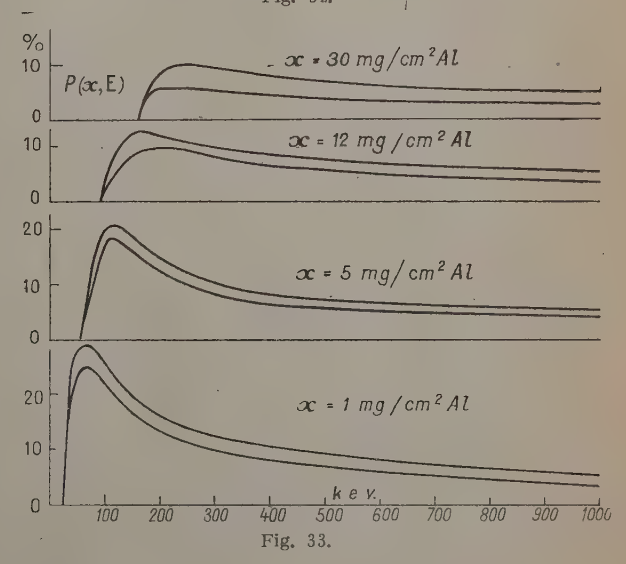


Fig. 33.

de conversion de 320 keV de ^{115}In* (*fig.* 27). Le

désaccord précédemment trouvé s'explique par le fait que les premières sources de ^{99}Tc* et de ^{115}In* n'étaient pas sans matière; c'est ainsi que pour ^{99}Tc* une diffusion dans la matière elle-même de la source peut diminuer de 13 à 14 pour 100 des valeurs de P (1) et σ (6) (*voir* les valeurs numériques précédemment indiquées).

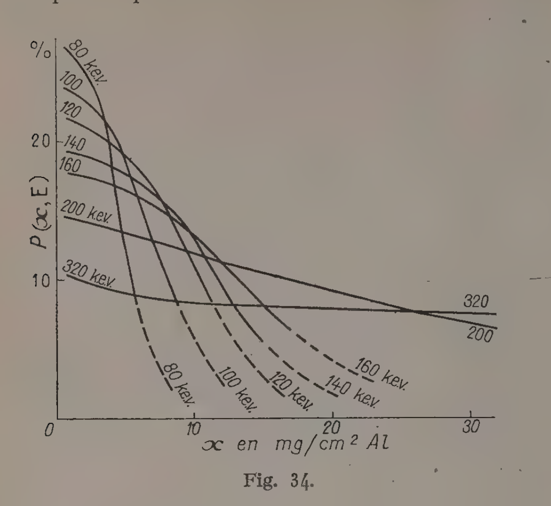


Fig. 34.

Nous tenons à remercier le Service de préparation des radioéléments du Commissariat à l'Énergie atomique, plus particulièrement M[lle] Beydon, MM. Fisher, Laurent et Flamion, pour la préparation des sources de ^{99}Tc* et ^{115}In*. Nous remercions aussi M. Cohen [4] qui nous a fourni d'utiles renseignements pour la construction du compteur 4π. Enfin, nous devons une gratitude toute particulière à M. le Professeur Joliot, qui a souvent insisté dans son enseignement oral sur l'intérêt de l'étude de la diffusion du rayonnement β et qui a bien voulu suivre notre travail et nous faire bénéficier de ses conseils.

Manuscrit reçu le 5 juillet 1951.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Conference on absolute β counting, *National Research Council*, U. S. A., oct. 1950.

[2] *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **231**, 1471; 1951, **232**, 322 et 720.

[3] Medicus H., Maeder D. et Schneider H. — *Helv. Phys. Acta*, 1951, **24**, 83.

[4] Cohen R. — *C. R. Acad. Sc.*, 1949, **229**, 456.

ÉTUDES DES GERBES LOCALES PRODUITES DANS LES ÉCRANS MINCES ET DES GERBES ÉTROITES ATMOSPHÉRIQUES

Par J. HAMELIN.
Faculté des Sciences de Caen.

Sommaire. — On a déterminé l'influence d'écrans (même minces) placés au-dessus d'un dispositif à compteurs détecteurs des gerbes étroites atmosphériques; de grandes modifications des courbes de décohérence des gerbes étroites et étendues ont été mises en évidence.

On a trouvé que la radiation génératrice des gerbes locales responsables de ces modifications est neutre et nous avons été amené à conclure que ces gerbes sont constituées de paires d'électrons de faible énergie.

Introduction. — L'attention a déjà été attirée par J. P. N. Wei et C. G. Montgomery [1] et [2] sur la création de gerbes locales molles (quelques mégaélectrovolts au plus) dans les écrans de faibles épaisseurs. Ces gerbes interviennent dans les mesures relatives aux gerbes étroites atmosphériques.

Nous présentons ici l'étude de l'influence de la présence de ces gerbes dites « locales » sur la courbe de décohérence des gerbes étroites et étendues atmosphériques.

Nous avons aussi tenté d'obtenir des renseignements sur la nature de la radiation génératrice et de préciser la constitution de ces gerbes.

A. Courbes de décohérence des gerbes locales et des gerbes étroites et étendues atmosphériques. — Le montage utilisé représenté figure 1 comprend un groupe de trois plateaux de compteurs voisins 1, 2, 3, de surfaces efficaces respectives 210, 315 et 220 cm² dont deux forment un télescope vertical éliminant les gerbes très inclinées. Ce groupe est sensible aux gerbes locales, ainsi qu'aux gerbes étroites et étendues de l'air.

Un quatrième plateau éloigné, de 440 cm² de surface effective, placé de façon particulière et en coïncidence avec le groupe précédent, donne la contribution des gerbes étendues. L'écran où sont créées les gerbes locales est placé au-dessus des plateaux 1 et 2.

Cette disposition géométrique des compteurs fut adoptée pour éviter l'effet de distance du plateau 4 par rapport au plateau 2 lors du déplacement latéral de ce dernier.

Les coïncidences C (1, 2, 3) et C (1, 2, 3, 4) furent sélectionnées par deux sélecteurs dont les pouvoirs de résolution sont respectivement de 4,5 et 20 μs.

Les expériences furent réalisées à l'extérieur du laboratoire sur une terrasse couverte d'une toile de bâche afin d'éviter l'effet perturbateur des toits, les compteurs étant enfermés dans des boîtes étanches couvertes à leur partie supérieure d'une feuille de cellophane.

Tous les compteurs utilisés sont du type G. M. à cathode externe modifiée [3]. Les erreurs dues aux coïncidences fortuites sont négligeables.

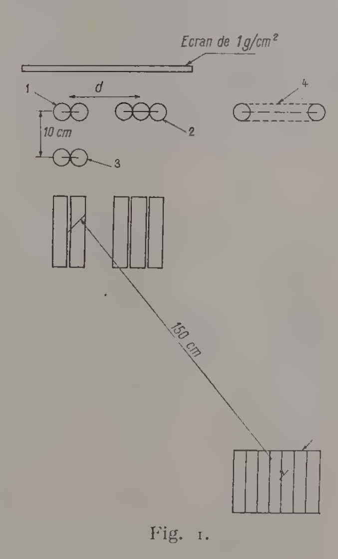


Fig. 1.

Les résultats des mesures faites avec et sans écran au-dessus du télescope sont groupés dans les tableaux I et II et le graphique (*fig.* 2), sur lequel on a porté en ordonnées les fréquences de la somme des gerbes étroites et étendues enregistrées en fonction de la distance *d* des plateaux 1 et 2.

Les grandes gerbes n'ont d'ailleurs pas été retranchées des coïncidences C (1, 2, 3), l'expérience ayant montré leur très faible influence; nous avons, en effet, surtout voulu montrer l'importance de la présence d'un écran sur un dispositif détecteur de gerbes étroites atmosphériques.

TABLEAU I.

Mesures sans écran.

d(cm).	Durées (mn).	C (1, 2, 3).	C (1, 2, 3, 4).	Fréquence (par 10 minutes) des (GE + GG).	des (GG).	Pression atm. moyenne.
15..........	446	445	4	9,99 ± 0,32	0,089 ± 0,03	762
20..........	247	241	6	9,75 ± 0,42	0,24 ± 0,06	757
22,5........	960	860	18	8,96 ± 0,20	0,18 ± 0,03	762
30..........	1212	362	25	2,98 ± 0,10	0,20 ± 0,03	770
60..........	2194	304	53	1,38 ± 0,05	0,24 ± 0,02	764
130.........	2626	199	52	0,75 ± 0,03	0,17 ± 0,02	766

TABLEAU II.

Mesures avec un écran.

d(cm).	Durées (mn).	C (1, 2, 3).	C (1, 2, 3, 4).	Fréquence (par 10 minutes). des (GE + GG).	des (GG).	Pression atm. moyenne.
15..........	324	622	8	19,2 ± 0,5	0,2 ± 0,05	765
20..........	50	96	1	19,2 ± 1,31	–	766
30..........	611	244	11	3,99 ± 0,19	0,18 ± 0,03	765
60..........	833	157	20	1,88 ± 0,10	0,24 ± 0,04	765
130.........	2508	182	58	0,72 ± 0,03	0,23 ± 0,02	755

Les résultats sont également donnés sans correction de pression barométrique, la grandeur de l'effet dû à l'écran rendant celle-ci inutile.

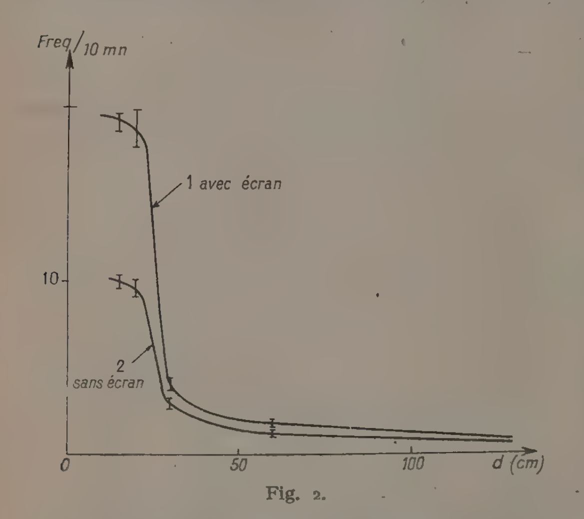


Fig. 2.

Interprétation. — Malgré la très faible distance de l'écran aux compteurs (10 cm), la variation des fréquences enregistrées avec et sans écran est de 100 pour 100 pour les distances d inférieures à 25 cm. Ce résultat confirme celui de Wei et Montgomery [1] relatif à la création des gerbes molles dans les parois de bois couvrant leurs compteurs.

On constate également sur les courbes 1 et 2 de la figure 2 l'influence de l'écran sur les gerbes étendues, ce dernier, à notre avis, contribuant à augmenter leur probabilité de détection (par exemple, par matérialisation de leurs photons).

Les résultats des tableaux I et II montrent, de plus, compte tenu des variations de pression atmosphérique d'ailleurs assez faibles dans l'ensemble, une constance quasi totale de la fréquence des gerbes étendues.

La différence des coïncidences enregistrées par les compteurs 1, 2, 3 et 1, 2, 3, 4 pour $d = 130$ cm montre que le plateau 4 n'a enregistré que 25 pour 100 environ des gerbes étendues qui ont frappé les plateaux 1, 2, 3. Ceci est dû, d'une part à la trop faible surface du plateau 4 et, d'autre part, à sa disposition géométrique, car une mesure nous a donné pour valeur des coïncidences C (1, 2, 3, 4), 50 pour 100 des coïncidences C (1, 2, 3), lorsque le plateau 3 est situé à 30 cm du plateau 4.

Cette invariance des coïncidences C (1, 2, 3, 4) dues aux gerbes étendues signifie que celles-ci apportent une contribution sensiblement constante aux coïncidences C (1, 2, 3).

En résumé, les toits, même de très faible épaisseur (1 g : cm²) situés au-dessus des dispositifs de compteurs détecteurs de gerbes étroites et à une très petite distance de ces derniers sont les sièges de production de gerbes d'assez faible envergure dont l'importance modifie considérablement la courbe de décohérence aux petites distances d.

Notons également que la forme des courbes de décohérence pour d inférieur à 20 cm avec et sans toit s'interprète en admettant que la probabilité de détection des gerbes étroites est maximum à partir de cette distance.

Les gerbes locales créées dans l'écran, identiques

à celles mises en évidence par Wei et Montgomery, sont appelées ainsi pour les différencier des gerbes étroites atmosphériques; elles sont absorbées comme Wei l'a montré [2] par 3 g : cm² d'écran; mais la connaissance de leur faible pouvoir pénétrant ne suffit pas pour déterminer la nature des particules qui les composent ni la radiation qui en est responsable. C'est pourquoi quelques expériences complémentaires ont été réalisées pour tenter d'obtenir des renseignements sur leur processus de production.

B. **Sur la nature de la radiation génératrice des gerbes locales.** — Le montage utilisé représenté figure 3 comprend deux plateaux de compteurs 1 et 2 de 126 et 315 cm² de surface efficace; ils sont couverts suffisamment par un plateau de 1320 cm² de surface efficace et dont les compteurs se chevauchent.

La couverture de ce plateau est telle (*fig.* 3) que tous les phénomènes multiples atmosphériques détectés par les plateaux 1 et 2 le sont aussi par lui. Il occupera deux positions différentes I et II dans les expériences.

Un plateau 4 de 440 cm² de surface efficace est situé à 150 cm de ce groupe. Enfin, un écran peut être placé entre le groupe des plateaux 1 et 2 et le plateau 3.

On a mesuré les coïncidences C (1, 2); C (1, 2, 3); C (1, 2, 3, 4). Les coïncidences C (1, 2) sélectionnées par un circuit dont le pouvoir séparateur est de 4,5 μs, représentent la somme des événements multiples locaux et atmosphériques détectés par les plateaux 1 et 2.

Les coïncidences C (1, 2, 3) sont sélectionnées par un sélecteur dont le pouvoir de résolution est de 8,4 μs. Elles représentent tous les événements atmosphériques détectés par les plateaux 1 et 2. Quant aux coïncidences C (1, 2, 3, 4), elles indiquent la contribution des gerbes étendues aux deux groupes de coïncidences et elles sont sélectionnées par un circuit dont le pouvoir séparateur est de 20 μs.

Les mesures furent réalisées dans les conditions suivantes :

a. Le plateau 3 en position II et sans l'écran de bois entre les plateaux de compteurs;

b. Avec l'écran formé par la coque inférieure des compteurs du plateau 3 placé en position I;

c. Le plateau 3 en position I avec un écran sur les plateaux 1 et 2 égal à l'épaisseur équivalente à la somme des épaisseurs équivalentes de l'écran de bois et de la coque de verre des compteurs du plateau 3.

Les résultats des mesures sont groupés dans le

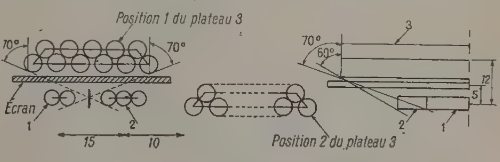


Fig. 3.

tableau III où figurent également les fréquences par minute des coïncidences C (1, 2) corrigées des gerbes étendues, d'ailleurs peu nombreuses.

Le tableau IV comprend les fréquences d'événements obtenus par différence de fréquences convenablement choisies dans le tableau III. Il groupe :

1° La différence $[C(1, 2) - C(1, 2, 3)]_{I}$ avec écran, représentant la production des gerbes locales dans les parois inférieures du plateau 3 et l'écran de bois;

2° Quant à la différence $[C(1,2,3) - C(1,2,3,4)]_{II}$ sans écran, elle fournit une estimation de la fréquence des gerbes étroites de l'air d'au moins trois particules ionisantes;

3° La différence $[C(1, 2)_{II} - C(1, 2, 3)_{I}]$ sans écran; des coïncidences C (1, 2) pour la position II et C (1, 2, 3) pour la position I du plateau 3, l'écran de bois étant retiré, qui exprime l'absorption des gerbes étroites de l'air dans les parois du plateau 3 en position I.

L'efficacité du plateau 3 a été étudiée, elle est voisine de 100 pour 100, nous avons obtenu ce résultat en utilisant des détecteurs à cristaux.

TABLEAU III.

Position du plateau n° 3.	Durées (mn).	C(1, 2).	C(1, 2, 3).	C(1, 2, 3, 4).	Pression atm.	Fréquence (par minute). C(1, 2,) — C(1, 2, 3, 4).	C(1, 2, 3) — C(1, 2, 3, 4).
Position I, sans écran....	81	257	126	2	745	3,18 ± 0,13	1,55 ± 0,09
Position II, sans écran...	678	1638	241	17	746	2,39 ± 0,04	0,33 ± 0,01
Position I, avec écran....	99	320	124	3	745	3,21 ± 0,12	1,22 ± 0,07

TABLEAU IV.

Fréquence par minute.

$[C(1, 2)_{II} - C(1, 2, 3)]_{I}$ sans écran.	$[C(1, 2) - C(1, 2, 3)]_{I}$ sans écran.	$[C(1, 2) - C(1, 2, 3)]_{I}$ avec écran.	$[C(1, 2, 3)$ sans écran $- C(1, 2, 3)$ avec écran$]_{I}$.
0,84 ± 0,1	1,63 ± 0,14	1,99 ± 0,13	0,33 ± 0,11

Quant aux coïncidences fortuites, leur calcul pour les différentes coïncidences a montré qu'elles sont négligeables, l'erreur étant inférieure à 1 pour 100.

Interprétation. — La différence $[C(1,2) - C(1,2,3)]_I$ sans écran met en évidence la production de gerbes locales dans la paroi inférieure des coques de verre du plateau 3 (écran de 0,2 g : cm²).

La radiation responsable de ces gerbes locales est *neutre* (elle n'a pas excité les compteurs). Leur fréquence pour les conditions déterminées par l'épaisseur de l'écran et les conditions géométriques du montage est 65 pour 100 de celle des gerbes étroites de l'air.

La différence $[C(1, 2) - C(1, 2, 3)]_I$ avec écran indique un accroissement de 25 pour 100 par rapport au taux précédent, il correspond aux gerbes locales produites dans l'écran de bois de 1 g : cm².

La faible production apparente de gerbes locales dans cet écran s'explique par la très petite distance des plateaux 1 et 2 à l'écran (3 cm). Ce facteur tend, à notre avis, à diminuer considérablement la probabilité de détection des gerbes locales du fait de la grande divergence angulaire exigée des particules pour qu'elles soient enregistrées.

Quoi qu'il en soit, si nous considérons l'écran formé par la somme des deux parois (1,2 g : cm²), la production des gerbes locales est de 80 pour 100 environ de la fréquence des gerbes étroites de l'air, valeur voisine de celle trouvée dans l'étude de la décohérence, compte tenu de la faible différence d'épaisseur d'écran employé (1,2 g : cm² au lieu de 1 g : cm²) et des conditions géométriques différentes du montage précédent.

Enfin, la faible énergie de ces gerbes locales déterminée par Wei [2], rapprochée de la nature de leur radiation productrice, nous conduit à penser qu'elles sont des paires d'électrons matérialisées dans les écrans.

Les résultats groupés également dans le tableau III permettent d'obtenir des renseignements sur l'absorption des gerbes étroites.

En effet, l'absorption dans les 0,4 g : cm² de verre du plateau 3 est donnée par $[C(1, 2)_{II} - C(1, 2, 3)_I]$ sans écran; elle est de 30 pour 100 de la fréquence des gerbes étroites mesurées sans écran sur les plateaux 1 et 2; l'énergie correspondante aux particules arrêtées est 0,5 MeV.

La différence [C (1, 2, 3) sans écran — C (1, 2, 3) avec écran]$_I$ représente l'absorption dans l'écran de bois de 1 g : cm². Elle est voisine de 15 pour 100 de la fréquence totale des gerbes étroites.

On remarque donc, d'une part une décroissance de l'absorption comparativement à celle de l'écran de 0,4 g : cm². D'autre part, le taux des coïncidences C (1, 2) et C (1, 2, 3), le plateau 3 étant en position II (*fig.* 3), permet d'avoir une estimation des gerbes étroites de l'air d'au moins deux et trois particules ionisantes.

Les résultats du tableau III indiquent que 15 pour 100 seulement des gerbes étroites atmosphériques ont, au moins, trois particules; cette valeur n'est qu'approximative, mais s'accorde assez bien cependant avec les résultats d'Alichanian [4] obtenus par une étude hodoscopique qui lui donne 25 pour 100 des gerbes de plus de deux particules.

Les grands rapports des surfaces des plateaux 4, à 2 et 1 de notre montage, indiquent que la plupart des gerbes étroites de plus de deux particules sont comptées comme triples.

Dans ces conditions, les doubles sont dues surtout à des paires de particules dont la faible énergie signalée plus haut conduit à penser qu'elles sont probablement des paires d'électrons.

Pour les gerbes d'au moins trois particules, une étude complète de l'absorption s'imposait, elle a été présentée antérieurement [5] et [6].

Je tiens à exprimer ici ma profonde gratitude à M. le Professeur M. Schérer sous la direction duquel ce travail a été poursuivi au laboratoire de Physique de la Faculté des Sciences de Caen.

Manuscrit reçu le 6 juillet 1951.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Wei J. P. N. et Montgomery C. G. — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 1488.

[2] Wei J. P. N. — *Phys. Rev.*, 1950, **79**, 4.

[3] Blanc D. et Schérer M. — *C. R. Acad. Sc.*, 1949, **228**, 2018.

[4] Alichanian A. et Dadaïan A. — *J. Physique théor. de l'U. R. S. S.*, 1949, **19**, n° 1.

[5] Hamelin J. et Schérer M. — *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **232**, 718.

[6] Hamelin J. et Schérer M. — *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **232**, 1090.

CALCUL QUANTIQUE DE L'ANISOTROPIE DIAMAGNÉTIQUE DES MOLÉCULES ORGANIQUES III. HYDROCARBURES AROMATIQUES COMPLEXES

Par G. BERTHIER, M. MAYOT, Mme A. PULLMAN et B. PULLMAN.
Institut du Radium et Institut d'Astrophysique.

Sommaire. — L'étude théorique de l'anisotropie diamagnétique par la méthode des orbitales moléculaires est étendue au cas des hydrocarbures conjugués contenant au moins quatre noyaux aromatiques, ainsi qu'à celui de la porphyrine et de la phtalocyanine. Les résultats obtenus sont comparés avec les données expérimentales disponibles. On montre qu'il n'y a pas de relation simple entre l'anisotropie diamagnétique et l'énergie de résonance et que, dans certains cas exceptionnels, la délocalisation des électrons mobiles paraît même devoir produire une diminution de la susceptibilité diamagnétique selon l'axe perpendiculaire au plan de la molécule. On apporte également des précisions sur la *valeur absolue* de la contribution des électrons π à la susceptibilité diamagnétique d'une molécule conjuguée dans la direction perpendiculaire à son plan.

Dans la première partie de ce travail [1], nous avons indiqué une méthode de calcul de l'anisotropie diamagnétique à partir des racines de l'équation séculaire

$$D(y, \omega) = D_0(y) + \omega D_1(y) + \omega^2 D_2(y) + \omega^3 D_3(y) + \omega^4 D_4(y) + \ldots,$$

dans laquelle $\omega = kH$ est une constante proportionnelle au champ magnétique. Une racine quelconque y_0 de l'équation $D_0(y) = 0$ devient

$$y_H = y_0 + \lambda\omega + \mu\omega^2$$

et l'on aura

$$\left(\frac{d^2 y}{dH^2}\right)_0 = k^2 \left(\frac{d^2 y}{d\omega^2}\right)_0 = 2k^2\mu.$$

le calcul étant effectué pour l'ensemble des orbitales moléculaires occupées.

Ce procédé sera appliqué ici à des molécules aromatiques de structure plus complexe.

En général, les coefficients D_1, D_3, ... sont nuls (*voir* [1]); il en résulte que $\lambda = 0$, sauf pour une racine multiple y_0 de l'équation $D_0(y) = 0$. Si l'équation $D(y, \omega) = 0$ est décomposée, les coefficients D_1, D_3, ... peuvent apparaître et le terme $\lambda\omega$ n'est pas nul. Ces particularités de calcul sont liées aux états dégénérés dépendant des symétries présentées par la molécule. Dans tous les cas, on doit avoir, pour l'ensemble des orbitales occupées :

$$\Sigma\lambda_p = 0.$$

Rappelons brièvement le procédé de formation de l'équation séculaire et les notations utilisées. On écrit de proche en proche

$$D = D_{ik} - M_{ik} + N_{ik},$$

D_{ik}, M_{ik} sont les équations séculaires relatives à des molécules fictives obtenues à partir de la molécule considérée en supprimant respectivement la liaison (ik) et les sommets i et k. N_{ik} représente l'ensemble des termes obtenus en considérant tous les parcours possibles comprenant des polygones fermés passant par la liaison (ik)

$$N_{ik} = \Sigma(-1)^{\gamma+1} R_\gamma A_\gamma,$$

γ est le nombre de côtés du polygone faisant partie du contour, R_γ est un polynome et

$$A_\gamma = 2\cos(KHs_\gamma),$$

s_γ étant l'aire du polygone de γ côtés.

Nous poserons :

$$D_0 = D(y, 0), \qquad D_1 = \frac{\partial D}{\partial \omega}(y, 0), \qquad D_2 = \frac{1}{2}\frac{\partial^2 D}{\partial \omega^2}(y, 0);$$

$$D' = \frac{\partial D}{\partial y}(y, \omega), \qquad D'' = \frac{\partial^2 D}{\partial y^2}(y, \omega), \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots;$$

$$D'_0 = \frac{\partial D}{\partial y}(y, 0), \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots, \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots$$

Calcul des variations des racines. — 1° Soit l'équation

$$D(y, \omega) = D_0(y) + \omega D_1(y) + \omega^2 D_2(y) + \ldots = 0 \quad (1)$$

ayant une solution

$$y = y_0 + \lambda\omega + \mu\omega^2, \quad (2)$$

y_0 étant une racine simple de $D_0(y) = 0$

$$D_0(y_0) = 0, \qquad D'_0(y_0) \neq 0.$$

En substituant l'expression (2) dans l'équa-

tion (1) et écrivant que celle-ci est vérifiée jusqu'au terme en ω^2 inclus, on obtient les deux conditions qui déterminent λ et μ :

$$\lambda D'_0 + D_1 = 0,$$
$$\mu D'_0 + \frac{1}{2}\lambda^2 D''_0 + \lambda D'_1 + D_2 = 0,$$

d'où

$$\lambda = -\frac{D_1}{D'_0},$$
$$\mu = -\frac{D_2 + \lambda D'_1 + \lambda^2 \frac{D''_0}{2}}{D'_0}$$

(en particulier, si $D_1 = 0$:

$$\left.\lambda = 0, \qquad \mu = -\frac{D_2}{D'_0}\right).$$

2° Lorsque l'équation $D(y, \omega) = 0$ présente, pour $\omega = 0$, une racine multiple, $y = a$ par exemple, il lui correspond pour $H \neq 0$, plusieurs racines voisines, en général distinctes, qu'on obtient par le même procédé; cependant, de nombreuses particularités peuvent se présenter, aussi nous envisagerons seulement deux cas simples :

a. $y_0 = a$ est racine double de $D_0 = 0$, avec

$$D = D_0 + \omega^2 D_2 + \omega^4 D_4 + \ldots = 0.$$

Écrivons

$$D_0 = (y - a)^2 C(y), \qquad C(a) \neq 0,$$

nous obtiendrons les deux conditions

$$\lambda^2 C(a) + D_2(a) = 0,$$
$$2\mu C(a) + \lambda^2 C'(a) + D'_2(a) = 0,$$

d'où

$$\lambda^2 = -\frac{D_2}{C}, \qquad \lambda_1 = +\sqrt{\frac{-D_2}{C}}, \qquad \lambda_2 = -\sqrt{\frac{-D_2}{C}};$$
$$\mu = -\frac{D'_2 + \lambda^2 C'}{2C} = \mu_1 = \mu_2.$$

Ainsi,

$$\mu_1 + \mu_2 = -\frac{D'_2 + \lambda^2 C'}{C},$$
$$\lambda_1 + \lambda_2 = 0.$$

b. $y_0 = a$ est racine triple de $D_0(y) = 0$ et supposons, de plus, pour simplifier $y_0 = a$ racine simple de $D_2(y) = 0$. Nous pourrons écrire

$$D = (y - a)^3 P_0(y) + \omega^2 (y - a) P_2(y) + \omega^4 P_4(y) + \ldots$$

Après substitution, il vient les deux conditions

$$\lambda^3 P_0 + \lambda P_2 = 0,$$
$$3\lambda^2 \mu P_0 + \lambda^4 P'_0 + \mu P_2 + \lambda^2 P'_2 + P_4 = 0,$$

d'où les trois racines voisines correspondant à

$$\lambda_1 = 0, \qquad \lambda_2 = +\sqrt{\frac{-P_2}{P_0}}, \qquad \lambda_3 = -\sqrt{\frac{-P_2}{P_0}};$$
$$\mu_1 = -\frac{P_4}{P_2}, \qquad \mu_2 = \mu_3 = -\frac{P_4 + \lambda^2 P'_2 + \lambda^4 P'_0}{P_2 + 3\lambda^2 P_0}.$$

Ce cas se présente, en particulier, pour le pérylène, dont l'équation séculaire se décompose, par suite de la symétrie centrale, en deux équations possédant, en l'absence de champ magnétique ($H = 0$) l'une la racine triple $y = -1$, l'autre la racine triple $y = +1$. La susceptibilité diamagnétique que l'on obtient pour ces niveaux en appliquant les formules précédentes a donc bien une valeur finie, contrairement à l'assertion de Hazato [2].

Équations séculaires relatives aux hydrocarbures aromatiques polycycliques. — Dans le cas d'hydrocarbures contenant plus de trois noyaux aromatiques accolés, il est plus commode de former directement l'équation séculaire pour chaque molécule que de chercher à établir, comme dans la première partie de ce travail, des formules générales s'appliquant à chaque type de molécules. Aussi nous contenterons-nous de donner les équations séculaires de celles de ces molécules qui possèdent des particularités, en raison d'une symétrie d'ordre supérieur à 2.

Triphénylène (symétrie d'ordre 3). — Entre les coefficients c_r des orbitales atomiques φ_r des différents noyaux, il existe, par suite de la symétrie d'ordre 3, des relations de la forme

$$c_{18} = c_6\, e^{-i\alpha}, \qquad c_7 = c_1\, e^{-i\alpha}, \qquad \ldots.$$

avec

$$e^{3i\alpha} = 1,$$

c'est-à-dire

$$\alpha = 0, \qquad \alpha = \pm\frac{2\pi}{3}.$$

L'équation séculaire totale se décompose donc en trois équations partielles D_α qu'on peut considérer comme provenant d'un hexagone fictif obtenu en supposant les sommets (1) et (7) confondus; les éléments de matrice a_{16} et a_{61} ont alors pour valeurs

$$a_{16} = e^{\frac{i\omega}{6}} + e^{-i\left(\alpha + \frac{\omega}{6}\right)},$$
$$a_{61} = e^{-\frac{i\omega}{6}} + e^{i\left(\alpha + \frac{\omega}{6}\right)},$$

avec

$$\omega = KHs \qquad (s = \text{surface de l'hexagone}).$$

Les équations $D_\alpha = 0$ sont donc de la forme

$$D_\alpha = T_6 - 2T_4\left[1 + \cos\left(\alpha + \frac{\omega}{3}\right)\right] - 2\left[\cos\omega + \cos\left(\alpha + \frac{\omega}{3}\right)\right]$$

(T_6 et T_4 étant des polynomes de Tchebycheff).

Porphyrine (symétrie d'ordre 4). — De même,

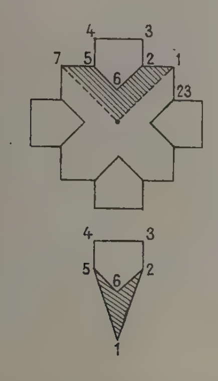
$$c_7 = c_1\, e^{i\alpha}, \qquad c_{23} = c_5\, e^{-i\alpha},$$

avec

$$e^{4i\alpha} = 1,$$

c'est-à-dire

$$\alpha = 0,\quad \frac{\pi}{2},\quad \pi,\quad 3\frac{\pi}{2}.$$



Chaque équation $D_\alpha = 0$ peut donc être considérée comme provenant du schéma fictif ci-contre et a pour valeur

$$Q_\alpha = T_1[T_5 - T_3 + 2\cos(\omega_4 + \omega_5 + \alpha)], \\ -2T_4 + 2T_1\cos\omega_5 - 2T_2\cos(\omega_4 + \alpha),$$

avec

$$\omega_5 = kHs_5 \qquad (s_5 = \text{surface du pentagone}),$$
$$\omega_4 = kHs_4 \qquad (s_4 = \text{surface hachurée}).$$

Le cas de la phtalocyanine est tout à fait semblable.

Coronène (symétrie d'ordre 6). — De même,

$$c_5 = c_1\, e^{-i\alpha}, \qquad c_7 = c_1\, e^{i\alpha},$$
$$c_8 = c_4\, e^{i\alpha}, \qquad c_6 = c_3\, e^{-i\alpha},$$

avec

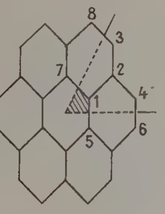
$$e^{6i\alpha} = 1,$$

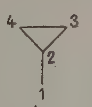
c'est-à-dire

$$\alpha = 0,\quad \pm\frac{\pi}{3},\quad \pm 2\frac{\pi}{3},\quad \pi.$$

Chaque équation $D_\alpha = 0$ s'obtient immédiatement à partir du schéma ci-contre, dans lequel l'élément de matrice a_{11} est pris égal à $y + 2\cos\left(\frac{\omega}{6} + \alpha\right)$

$$D_\alpha = \left[y + 2\cos\left(\frac{\omega}{6} + \alpha\right)\right] \times \left[y^3 - 3y + 2\cos\left(\frac{7\omega}{6} + \alpha\right)\right] - [y^2 - 1]$$





avec

$$\omega = KHs \qquad (s = \text{surface de l'hexagone}).$$

Les résultats. — Le tableau I contient les résultats du calcul de ΔK pour les principaux hydrocarbures aromatiques complexes et les anisotropies diamagnétiques que l'expérience leur attribue. Comme nous l'avons indiqué dans la seconde partie de cette série d'articles [3], le calcul fournit la part ΔK qui, dans la susceptibilité diamagnétique selon l'axe Oz (perpendiculaire au plan d'une molécule non saturée) résulte de la délocalisation des électrons π, soit en fonction de l'intégrale d'échange β (dans l'approximation $S = 0$) ou de l'intégrale d'échange $\gamma = \beta - S\alpha_0$, soit en fonction de la susceptibilité obtenue pour le benzène ΔK_{benz}. Dans le calcul des anisotropies expérimentales $\Delta K''$ à partir des susceptibilités moyennes K_m par la méthode de Pacault, nous avons utilisé, autant que possible, les résultats des mesures d'anisotropie diamagnétique cristalline, de manière à pouvoir les comparer avec les anisotropies $\Delta K'$ obtenues à partir des susceptibilités moléculaires K_1, K_2, K_3.

La plupart des molécules étudiées ici appartiennent à la série des hydrocarbures benzéniques à noyaux accolés deux à deux. Conformément aux résultats expérimentaux, il existe, dans cette série, une augmentation continue de l'effet diamagnétique, à mesure que le nombre de noyaux accolés croît. Ainsi, dans la série des acènes, la susceptibilité diamagnétique par électron π passe de $0{,}199 \cdot 10^{-17}\,\gamma$ pour le benzène à $0{,}341 \cdot 10^{-17}\,\gamma$ pour le pentacène. Le comportement des acènes est donc très différent de celui des polyphényles, où la susceptibilité diamagnétique par électron π, tout en ne variant pas beaucoup dans la série (4), décroît légèrement sous l'effet d'une augmentation du nombre des noyaux

TABLEAU I.

Composés.	Valeurs théoriques. $s = 0$. $\Delta K . 10^{17} \beta^{-1}$.	$\frac{\Delta K}{\Delta K_{benz}}$.	$s = 0,25$. $\Delta K . 10^{17} \gamma^{-1}$.	$\frac{\Delta K}{\Delta K_{benz}}$.	Valeurs expérimentales. $\frac{\Delta K'}{\Delta K'_{benz}}$ (Lonsdale).	$\frac{\Delta K''}{\Delta K''_{benz}}$ (Pacault).
Naphtacène	6,139	4,747	5,847	4,881	–	3,69 [3]
Benzo-1.2 anthracène	5,696	4,404	5,395	4,503		3,34 [4]
Benzo-3.4 phénanthrène	5,783	4,471	5,456	4,555	–	–
Chrysène	4,922	3,806	4,708	3,930	4,17 [2]	3,73 [2]
Triphénylène	5,272	4,076	5,190	4,333	–	
Pentacène	7,840	6,062	7,493	6,255	–	3,30 [4]
Dibenzo-1.2.7.8 anthracène	7,102	5,492	7,156	5,929	–	
Dibenzo-1.2.5.6 anthracène	7,047	5,449	6,678	5,575	4,59 [2]	4,48 [2]
Dibenzo-1.2.3.4 anthracène	6,653	5,144	6,273	5,237	–	–
Pyrène	5,923	4,580	5,625	4,696	4,32 [2]	4,28 [2]
Pérylène	5,327	4,118	4,996	4,171		3,94 [2]
Fluoranthène	3,707	2,866	3,638	3,037		3,17 [1]
Coronène	12,667	9,794	12,138	10,132	–	–
Dibenzo-1.2.4.5 pentalène	–0,970	–0,750	–0,555	–0,463	–	–
α.α-dinaphtyléthylène	5,211	4,029	4,793	4,001	–	3,45 [4]
β.β-dinaphtyléthylène	5,238	4,050	4,937	4,122		3,90 [4]
Porphyrine	9,043	6,992	9,794	8,176		–
Phtalocyanine	15,112	11,685	16,094	13,435	14,26 [2]	–

Selon les valeurs indiquées par :

(1) K. S. KRISHNAN et S. BANERJEE, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, 1935, A **234**, 265.
(2) K. LONSDALE, *Proc. Roy. Soc.*, 1937, A **159**, 149.
(3) S. BANERJEE, *Z. Krist.*, 1939, **100**, 316.
(4) A. PACAULT, *Bull. Soc. Chim.*, 1949, **16**, D 371 et aussi BUU-HOÏ et A. PACAULT, *J. Phys. et Rad.*, 1945, **6**, 33.
(5) H. SHIBA et G. HAZATO, *Bull. Chem. Soc. Japan*, 1949, **22**, 92.

benzéniques linéairement conjugués (tableau II, n = nombre d'électrons π dans la molécule).

TABLEAU II.

Composés.	$\frac{\Delta K}{n} . 10^{17} \gamma^{-1}$.
Benzène	0,199
Naphtalène	0,266
Anthracène	0,302
Naphtacène	0,325
Pentacène	0,341
Coronène	0,506
Biphényle	0,187
Terphényle	0,183

On constate, en outre, que cette susceptibilité $\frac{\Delta K}{n}$ tend vraisemblablement vers une limite voisine de $0,38 . 10^{-17} \gamma_0$ quand le nombre de noyaux benzéniques linéairement accolés devient suffisamment grand; la susceptibilité théorique ΔK d'une chaîne suffisamment longue de l noyaux benzéniques a donc pour valeur $\Delta K \approx 0,38 (4l + 2) . 10^{-17} \gamma_0$.

Il est intéressant de noter que la susceptibilité du coronène est, à nombre égal de noyaux, nettement supérieure à cette valeur. Ce composé peut être considéré comme le premier terme de la série qu'on obtiendrait en accolant au benzène des noyaux, non plus dans une seule direction, comme pour la série des acènes, mais dans les deux directions du plan; le terme ultime de cette série serait le graphite. Or, en effet, l'anisotropie diamagnétique expérimentale du graphite est, par atome de carbone, de quatre à cinq fois celle du benzène.

Les résultats du tableau I montrent aussi que la méthode de London attribue aux différents isomères à quatre et cinq noyaux accolés des susceptibilités ΔK assez différentes, sans qu'il y ait d'ailleurs de relation explicite entre la susceptibilité calculée et d'autres caractéristiques de la conjugaison, telles les énergies de résonance [5].

Quelques composés méritent des remarques particulières :

Pyrène, pérylène, fluoranthène. — Les résultats obtenus pour ces hydrocarbures, qui appartiennent, ainsi que le coronène, à des séries de composés plus condensés que les acènes et leurs isomères, sont en bon accord avec les données expérimentales : l'exaltation du diamagnétisme, considérable dans le pyrène et le coronène, est faible dans le pérylène et le fluoranthène, dont l'ensemble des propriétés théoriques

et expérimentales indiquent effectivement l'existence d'une conjugaison réduite entre les deux groupes de noyaux benzéniques réunis [6].

Dibenzo-1.2.4.5 pentalène. — Dans le deuxième article de cette série, nous avions signalé que la susceptibilité théorique ΔK du pentalène correspond à une diminution de la susceptibilité diamagnétique selon l'axe Oz perpendiculaire au plan de la molécule et nous avions rapproché ce résultat exceptionnel des autres particularités de structure électronique auxquelles on est tenté d'attribuer la non-existence de ce composé hypothétique. Les particularités diamagnétiques du pentalène se conservent dans le dibenzopentalène, pourtant moins symétrique, dont la susceptibilité théorique ΔK est très sensiblement la somme algébrique de la susceptibilité du pentalène lui-même et des deux noyaux benzéniques. L'existence de dérivés de substitution simples du dibenzo-1.2.4.5 pentalène devrait permettre, par de simples mesures de susceptibilité moyenne, de vérifier les indications de la théorie. Les travaux expérimentaux sont en cours.

Dinaphtyléthylènes. — Les propriétés diamagnétiques des dinaphtyléthylènes, tant du point de vue théorique que du point de vue expérimental, sont très comparables à celles du stilbène : l'interaction de deux noyaux naphtaléniques, conjugués par l'intermédiaire d'une liaison double, produit une diminution de l'effet diamagnétique dû à la circulation des électrons π, diminution d'autant plus grande que la participation des électrons de la double liaison centrale à la résonance des noyaux aromatiques est importante. Il est intéressant de souligner que, dans cette série des dinaphtyléthylènes, l'augmentation du pouvoir de conjugaison du noyau aromatique auquel la double liaison est fixée (le pouvoir de conjugaison d'un α-naphtyle est supérieur à celui d'un β-naphtyle) produit une augmentation de l'énergie de résonance [7], mais, par contre, une diminution de l'exaltation diamagnétique due à la circulation des électrons π.

Porphyrine, phtalocyanine. — L'étude théorique de ces composés, qui contiennent des groupements $=$N$=$ et $-$NH$-$ peut s'effectuer de manière très satisfaisante, comme l'ont montré Longuet-Higgins, Platt et Rector [8] sur l'exemple de la porphyrine, dans l'approximation de conjugaison homocyclique, c'est-à-dire en supposant l'identité des intégrales coulombiennes affectées aux différents atomes et des intégrales d'échange affectées aux différentes liaisons. La susceptibilité théorique obtenue pour la porphyrine est alors égale à huit fois et celle obtenue pour la phtalocyanine à 13,5 fois celle du benzène, bien que ces composés possèdent seulement six et dix fois plus d'électrons π que le benzène lui-même. Il y a donc, dans ces composés, une exaltation importante du diamagnétisme, en très bon accord avec les résultats expérimentaux de Mme Lonsdale pour la phtalocyanine [9] ($\Delta K' = 770.10^{-6} \pm 5$ pour 100, soit 13 à 15 fois l'anisotropie du benzène).

Remarque sur la valeur totale de la contribution des électrons π à la susceptibilité diamagnétique d'une molécule non saturée dans la direction perpendiculaire à son plan. — Il existe une certaine difficulté dans la comparaison des résultats théoriques avec les données expérimentales relatives à l'anisotropie diamagnétique des molécules aromatiques, du fait que l'anisotropie mesurée ΔK de Londsdale représente *la contribution totale* des électrons π à la susceptibilité diamagnétique de la molécule selon l'axe Oz (*voir* à ce sujet le deuxième article de cette série), alors que la susceptibilité théorique ΔK représente seulement la part qui, dans cette susceptibilité, résulte de *la circulation* de ces électrons. On peut, en principe, calculer théoriquement la contribution totale des électrons

$$\Delta K' = -\sum \frac{\partial^2 E}{\partial \mathcal{H}^2},$$

en remarquant que l'énergie d'un électron π affecté à une orbitale moléculaire p comprend deux termes

$$E_p = \alpha_0 - \frac{1}{2}\chi_0 \mathcal{H}^2 - x_p \gamma;$$

dont l'un, $\alpha_0 - \frac{1}{2}\chi_0 \mathcal{H}^2$, représente l'énergie coulombienne en présence de champ magnétique et l'autre, $-x_p\gamma$, la variation d'énergie résultant de la délocalisation [10]. On trouve alors

$$\Delta K' = \sum_1^p \left(\chi_0 + \frac{d^2 x_p}{dH^2}\gamma\right),$$

où χ_0 est la susceptibilité diamagnétique d'un électron π localisé dans la molécule considérée autour d'un atome de carbone déterminé. Mais, comme on ne sait pas calculer de façon satisfaisante χ_0 et γ, un procédé empirique consisterait à identifier l'anisotropie diamagnétique mesurée expérimenta-

lement dans le benzène et le naphtalène, avec les valeurs théoriques de ΔK

$$- 54.10^{-6} = 6\chi_0 + 1,197.10^{-17}\gamma,$$
$$- 114.10^{-6} = 10\chi_0 + 2,659.10^{-17}\gamma,$$

d'où

$$\chi_0 = - 1,18.10^{-6} \quad \text{et} \quad \gamma = - 36,1.10^{-11}.$$

On peut remarquer que la valeur de χ_0 ainsi calculée n'est pas très différente de celle obtenue pour l'atome de carbone isolé avec des fonctions d'onde atomiques du type Slater ($-2,3.10^{-6}$) et que la valeur de γ est de l'ordre de grandeur habituel, puisqu'elle correspond à — 3,8 eV.

Cependant, l'utilisation de ces valeurs dans tous les hydrocarbures étudiés ici revenant à supposer que les grandeurs χ_0 et γ y gardent la même valeur que dans le benzène et le naphtalène, il est plus simple de procéder par comparaison entre des molécules possédant le même nombre d'électrons π : ainsi, on pourra comparer le fluoranthène à l'ensemble naphtalène + benzène et la phtalocyanine à l'ensemble formé de dix noyaux benzéniques isolés. On comprend de la sorte que c'est l'existence dans la susceptibilité théorique totale d'un terme $\Sigma\chi_0$ croissant moins vite que le nombre de noyaux benzéniques pour une série donnée d'hydrocarbures à noyaux accolés, qui entraîne la divergence de plus en plus grande dans cette série entre le rapport théorique $\frac{\Delta K}{\Delta K_{\text{benz}}}$ et le rapport expérimental $\frac{\Delta K'}{\Delta K'_{\text{benz}}}$, puisque le premier correspond seulement à l'effet diamagnétique dû à la circulation des électrons π et le second à la contribution totale de ceux-ci à la susceptibilité de la molécule selon l'axe Oz.

Manuscrit reçu le 20 juillet 1951.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Mayot M., Berthier G. et Pullman B. — *J. Physique Rad.*, 1951, **12**, 652.

[2] Hazato G. — *Bull. Chem. Soc. Japan*, 1949, **22**, 151.

[3] Berthier G., Mayot M. et Pullman B. — *J. Physique Rad.*, 1951, **12**, 717.

[4] Mc Weeny R. — *Proc. Phys. Soc.* A, 1951, **64**, 261.

[5] Pour les valeurs des énergies de résonance de composés examinés ici, *voir* Berthier G., Coulson C. A., Greenwood H. H. et Pullman A. — *C. R. Acad. Sc.*, 1948, **226**, 1906; Baldock G., Berthier G. et Pullman A. — *C. R. Acad. Sc.*, 1949, **228**, 931 et aussi Pullman B. et Pullman A. — *Les théories électroniques de la chimie organique*, Masson, Paris, 1952.

[6] *Voir* en particulier en ce qui concerne le fluoranthène : Pullman A., Pullman B., Bergmann E. D., Berthier G., Fischer E., Hirshberg Y. et Pontis J. — *J. Chim. Phys.*, 1951, **48**, 359.

[7] Berthier G., Berthod H., Mayot M. et Pullman A. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **231**, 1149.

[8] Longuet-Higgins H. C., Rector C. W. et Platt J. R. — *J. Chem. Phys.*, 1950, **18**, 1174.

[9] Lonsdale K. — *Proc. Roy. Soc.* A, 1937, **159**, 149.

[10] *Voir*, par exemple, Pullman B. et Pullman A. — *Les théories électroniques de la chimie organique*, Masson, Paris, 1952.

ÉTUDE DE LA SECTION DE CHOC DU LITHIUM POUR LES NEUTRONS

Par P. VERZAUX.
Ancien élève de l'École Polytechnique.
Institut de Physique atomique, Faculté des Sciences, Lyon.

Sommaire. — Dans cette étude théorique, on a montré que pour les neutrons lents et thermiques, l'importante section de choc du lithium est due à l'isotope Li_6, ce que l'expérience avait mis en évidence depuis longtemps. Pour les neutrons rapides, la résonance de diffusion pour une énergie de neutrons de 270 keV est due principalement à l'isotope Li_7, tandis que la résonance de réaction pour la même énergie de neutrons est due à Li_6. Ce dernier point, jusque dans un passé récent, était sujet à contestation [9] et [15].

Cette étude est un essai d'interprétation théorique des variations de la section de choc du lithium pour les neutrons. Les graphiques donnant ces variations ont paru dans la *Review Modern Physics* [2] et [3] et dans la *Physical Review* [9]. Elles se rapportent à deux zones d'énergies de neutrons bien distinctes : les neutrons lents (au-dessous de 10 eV) et les neutrons rapides (de 0,1 à 1 MeV). Nous allons examiner successivement ces deux parties.

I. — Neutrons lents (*fig.* 1).

Le graphique, en coordonnées logarithmiques, représente une droite qui a une pente négative. Il s'agit donc d'une section de choc de capture (ou de réaction) qui décroît, comme on le sait, comme $\frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}$. Nous y relevons les valeurs suivantes :

ε (eV).	σ (barns).	√ε.
0,02	80	0,14
0,055	50	0,23
0,11	35	0,33
0,22	25	0,47
0,65	15	0,8

Ce qui correspond assez bien à l'équation

$$\sigma_{\text{tot (barns)}} = \frac{11,2}{\sqrt{\varepsilon_{\text{eV}}}} + 1.$$

Or, il y a, pour les neutrons lents, une section de choc de diffusion élastique qui est sensiblement constante, égale à $4\pi R^2$, ce qui fait environ 1 barn.

Il reste donc la part revenant à la section de choc de capture qui est $\frac{11,2}{\sqrt{\varepsilon_{\text{eV}}}}$.

Or, d'après l'expérience, elle est principalement due à ^{6}Li, malgré sa faible proportion isotopique (7,5 pour 100). La section de choc de capture de ^{7}Li pour les neutrons a été mesurée, mesure facilement réalisable, car elle donne lieu à la formation de lithium radioactif ^{8}Li. Elle a été trouvée très faible.

Poole et Paul [6] ont trouvé 10^{-3} barn. Ces mesures ont été contestées et reprises par Hughes, Hall, Edler et Goldfarb [7] qui ont trouvé 0,033 barn.

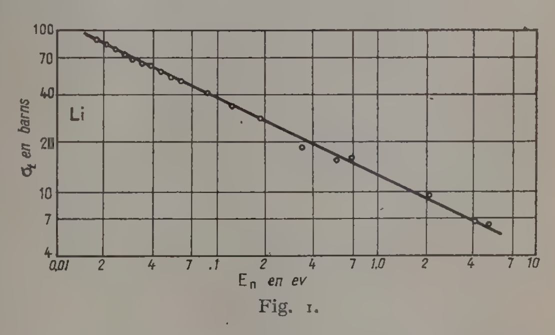


Fig. 1.

Quoi qu'il en soit, elle est très faible par rapport à celle de ^{6}Li qui, en proportion isotopique, atteint 80 barns. La désintégration de ^{6}Li par les neutrons lents qui donne lieu à la réaction

$$^6\text{Li} + n \rightarrow \alpha + {}^3\text{T} + 4,69\ \text{MeV}$$

est bien établie [1], [4], [5], [14].

Étude théorique de σ_n pour les neutrons lents. — La section de choc de réaction, loin des résonances, est le produit de plusieurs facteurs : la section maxima $\pi\bar{\lambda}^2$, le coefficient de transmission T_0 de la barrière de potentiel, le coefficient statistique $g(J)$ et le pourcentage isotopique.

a. Coefficient de transmission de la barrière de potentiel (neutrons $l = 0$). — Soit un faisceau incident de neutrons de nombre d'onde k tombant sur la barrière de potentiel — V_0 au point $x = 0$. La fonction d'onde à l'extérieur du noyau peut s'écrire

$$\psi_{\text{ext}} = A\, e^{-ikx} - B\, e^{ikx} \quad (\textit{fig.}\ 4);$$

A est l'intensité incidente, B l'intensité réfléchie. Le coefficient de transmission est

$$T = 1 - \left|\frac{B}{A}\right|^2.$$

Après franchissement de la barrière de potentiel, on a

$$\psi_{int} = C\,e^{-iKx} \qquad (K, \text{ nombre d'onde intérieur}).$$

Écrivons la continuité de ψ et de $\frac{d\psi}{dx}$ pour $x = 0$:

$$A - B = C, \qquad k(A + B) = CK,$$

d'où

$$\left|\frac{B}{A}\right| = \frac{K - k}{K + k},$$

$$T_0 = 1 - \frac{(K - k)^2}{(K + k)^2} = \frac{4Kk}{(K + k)^2}.$$

Ici

$$k \ll K, \qquad \text{d'où} \qquad T_0 = \frac{4k}{K}.$$

b. Coefficient statistique :

$$g(J) = \frac{2J + 1}{(2s + 1)(2I + 1)};$$

s, spin des neutrons $= \frac{1}{2}$;

I, spin du noyau cible, pour Li, $J = 1$;

J, moment cinétique résultant et, puisque $l = 0$, c'est le spin résultant

$$J = S = I \pm \frac{1}{2} = 1 \pm \frac{1}{2} \begin{cases} \frac{3}{2}, \\ \frac{1}{2}. \end{cases}$$

Les produits de la réaction sont : ^{4}He, spin 0; ^{3}H, spin $\frac{1}{2}$.

Ces particules ont, après la réaction, une vitesse assez grande (Q = 4,69 MeV). Elles pourraient donc prendre un moment cinétique $l = 1$, ce qui ferait, au total, pour l, un changement de deux unités, ce qui est possible en respectant la règle de conservation de parité.

On peut donc hésiter entre deux valeurs de J, $\frac{3}{2}$ et $\frac{1}{2}$, mais nous prendrons $\frac{1}{2}$ parce que c'est elle qui donne le meilleur résultat. Donc $g(J) = \frac{1}{3}$.

c. Le pourcentage isotopique de ^{6}Li *est* 0,075. — Au total

$$\sigma_r = 0{,}075 \times \frac{1}{3} \times \frac{4k}{K} \times \pi \bar{\lambda}^2, \qquad \text{avec} \quad k = \frac{1}{\bar{\lambda}},$$

$$= 0{,}025 \times \frac{4\pi\bar{\lambda}}{K}.$$

Or,

$$\bar{\lambda} = \frac{\hbar}{mv} = \frac{\hbar}{\sqrt{2m\varepsilon}},$$

m est la masse réduite des neutrons. Or ^{6}Li = 6,01697, et

$$n = 1{,}00893 = 1{,}67.10^{-24}\ \text{g},$$

d'où

$$m = 1{,}42.10^{-24}\ \text{g},$$

$$\varepsilon_{ergs} = \varepsilon_{eV} \times 1{,}6.10^{-12}.$$

Posons $K = K'.10^{13}$:

$$\sigma_{r\,(barns)} = 0{,}025 \times \frac{4\pi \times 1{,}05.10^{-27}}{K'\,10^{13}\sqrt{2 \times 1{,}42 \times 10^{-24}}}$$

$$\times \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_{eV} \times 1{,}6.10^{-12}}}.10^{24},$$

$$= \frac{15{,}2}{K'}\,\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_{eV}}}.$$

Pour avoir $\sigma_n = \frac{11{,}2}{\sqrt{E}}$, il faudra prendre

$$K = 1{,}35, \qquad \text{d'où} \qquad K = 1{,}35.10^{13}\ \text{cm}^{-1};$$

ce qui est une valeur acceptable (K est de l'ordre où un peu supérieur à 1.10^{13} cm^{-1}).

Nous avons donc bien affaire pour cette section de choc de réaction à l'isotope ^{6}Li.

II. — Neutrons moyennement rapides (*fig.* 2 et 3).

La section de choc totale a un maximum égal à $\sigma_t = 7{,}8$ barns pour une énergie incidente $\varepsilon_s = 270$ keV. La demi-largeur est $\Gamma = 45$ keV [9].

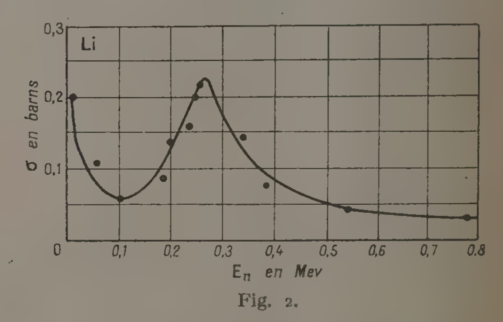


Fig. 2.

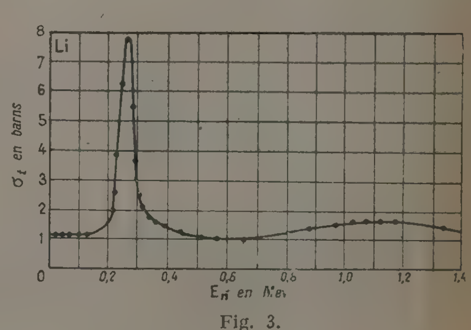


Fig. 3.

Elle est accompagnée, pour la même énergie, d'une résonance de réaction ainsi que l'indique la courbe σ_x [3] et [9] pour laquelle $\sigma_n = 0{,}23$ barn.

Nous voyons, en première approximation, que la résonance de réaction, qui peut être due à Li_6 ou Li_7, a une amplitude assez faible. La section de choc totale est due principalement à une diffusion élastique par Li_7, car, en raison de sa faible proportion isotopique, Li_6 n'y joue qu'un rôle secondaire.

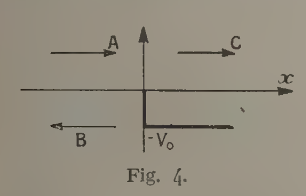


Fig. 4.

Pour expliquer la résonance de réaction, on peut faire appel à deux hypothèses :

a. Réaction des neutrons sur Li_7 *suivant le processus* $^7Li + n \rightarrow {}^8Li$ [6] et [7]. — Le ^8Li est radioactif β, de période 0,89 s [7]. Il donne du ^8Be dans un état excité, qui se décompose lui-même en 2α

$$^8Li \xrightarrow{\beta} {}^8Be^* \rightarrow 2\alpha \quad [8].$$

La période de Be_8 est de l'ordre de 10^{-20} s, de sorte que la période totale de transformation de ^8Li en 2α est réglée par celle de la désintégration β de ^8Li.

Dans ces conditions, l'amplitude de la réaction serait inobservable car, d'après les formules de Breit Wigner

$$\frac{\sigma_n}{\sigma_{\text{diff}}} = \frac{\Gamma_r}{\Gamma_{\text{diff}}},$$

$$\Gamma_r = \frac{h}{\text{vie moy. } ^8Li} = \frac{1{,}05 \cdot 10^{-27}}{\frac{0{,}89}{0{,}693} \times 1{,}6 \cdot 10^{-9}} = 0{,}5 \cdot 10^{-18}\ \text{keV},$$

d'où

$$\frac{\Gamma_r}{\Gamma_{\text{diff}}} = \frac{0{,}5 \cdot 10^{-18}}{45} \# 10^{-20}.$$

Il faut donc faire appel à une autre hypothèse.

b. Réaction $^6Li(n\alpha)$ dont nous calculerons la section de choc dans le paragraphe suivant.

Étude de la section de choc de diffusion élastique. — Soit un faisceau de neutrons incidents parallèle à l'axe des z, frappant un noyau placé en O.

La fonction d'onde peut s'écrire (*fig.* 5) :

$$\psi(r, \theta) = e^{ikz} = \sum_l r^{-1} u_l(r)\, Y_l(\theta).$$

Y_l harmoniques sphériques.

a. A l'extérieur du noyau, u_l vérifie l'équation

$$\frac{d^2 u_l}{dr^2} + \left[k^2 - \frac{l(l+1)}{r^2}\right] u_l = 0, \qquad (1)$$

k, nombre d'onde des neutrons.

Nous connaissons deux solutions particulières de cette équation qui sont

$$\left.\begin{aligned} u^+ &= i\left(\frac{\pi k r}{2}\right)^{\frac{1}{2}} H^1_{l+\frac{1}{2}}(kr), \\ u^- &= (-i)\left(\frac{\pi k r}{2}\right)^{\frac{1}{2}} H^2_{l+\frac{1}{2}}(kr), \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

$H^1_{l+\frac{1}{2}}$ et $H^2_{l+\frac{1}{2}}$ sont les fonctions de Hankel.

Pour kr grand, u^+ et u^- ont la forme asymptotique $e^{i\left(kr - \frac{l\pi}{2}\right)}$ et $e^{-i\left(kr - \frac{l\pi}{2}\right)}$ u_l, à l'extérieur du noyau, s'écrit alors

$$u_l = \frac{\pi^{\frac{1}{2}}}{k}(2l+1)^{\frac{1}{2}}(u_l^- + \eta_l u_l^+). \qquad (3)$$

On pose alors

$$g_l^{\pm} = R\left[\frac{1}{u_l^{\pm}}\frac{du_l^{\pm}}{dr}\right]_{r=R} = \Delta_l \pm i s_l$$

et

$$\frac{u^+(R)}{u^-(R)} = e^{2i\xi},$$

R étant le rayon du noyau.

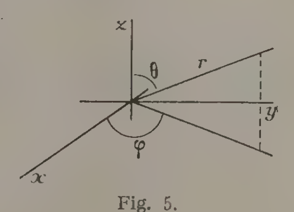


Fig. 5.

b. A l'intérieur du noyau, si nous admettons qu'il y a un puits de potentiel — V_0, u_l vérifie l'équation

$$\frac{d^2 u_l}{dr^2} + \left[k^2 + \frac{2mV_0}{\hbar^2} - \frac{l(l+1)}{r^2}\right] u_l = 0$$

ou, en posant

$$K^2 = k^2 + \frac{2mV_0}{\hbar^2} = k^2 + K_0^2,$$

K_0 nombre d'onde à l'intérieur du noyau.

On a

$$\frac{d^2 u_l}{dr^2} + \left[K^2 - \frac{l(l+1)}{r^2}\right] u_l = 0. \qquad (4)$$

Comme $u_l = \text{const.}\ r\,\psi_l(r)$, ψ_l étant continue dans tout l'espace, u_l s'annule à l'origine.

La solution de (4) satisfaisant à cette condition est

$$u_l = \text{const.} \left(\frac{\pi K r}{2}\right)^{\frac{1}{2}} J_{l+\frac{1}{2}}(Kr), \qquad (5)$$

$J_{l+\frac{1}{2}}$ fonction de Bessel.

On exprime alors la continuité de u_l et $\frac{du_l}{dr}$ pour $r = R$.

On se contente pour cela d'exprimer la continuité de la dérivée logarithmique et l'on pose

$$f_l = R\left[\frac{1}{u_l}\frac{du_l}{dr}\right]_{r=R},$$

f_l est considéré comme une donnée dépendant des conditions à l'intérieur du noyau.

La condition de continuité des fonctions (3) et (5) donne une relation qui permet de calculer η_l en fonction de f_l :

$$\eta_l = e^{-2i\xi_l}\frac{f_l - \Delta_l + is_l}{f_l - \Delta_l - is_l}. \qquad (6)$$

On démontre alors que la section de choc de diffusion élastique est

$$\sigma^e_{\text{diff}} = \frac{2J+1}{(2s+1)(2I+1)}\pi\bar{\lambda}^2|1 - \eta_l|^2,$$

s, I, J ayant les significations indiquées à la 1re partie. Ou

$$\sigma^e_{\text{diff}} = \frac{2J+1}{(2s+1)(2I+1)}\pi\bar{\lambda}^2\left|\frac{-2is_l}{f_l - \Delta_l - is_l} + e^{2i\xi_l} - 1\right|^2. \qquad (7)$$

Le 1er terme du carré, soit $A_{\text{rés}}$ est celui qui devient prépondérant en cas de résonance. A ce moment

$$f_l - \Delta_l = 0, \qquad A_{\text{rés}} = 2.$$

Dans le 2e terme, pour $l = 0$, $\zeta_0 = kR$; pour $l \geq 1$, ξ_l est voisin de zéro, de sorte que ce terme devient négligeable.

Le 2e terme représente la diffusion par barrière de potentiel.

Application à ^{7}Li. — La valeur maxima à la résonance est

$$\sigma^e_{\text{diff}} = \frac{2J+1}{(2s+1)(2I+1)}4\pi\bar{\lambda}^2 \times \text{pourcentage isotopique}. \qquad (8)$$

Ce sont les ondes P ($l = 1$) qui donnent lieu à cette résonance.

On peut remarquer qu'il n'y a pas de minimum avant la résonance, ce qui n'arrive qu'avec les ondes S ($l = 0$). Dans ce cas, en effet, on a $s_0 = kR$, $\Delta_0 = 0$ et les deux termes $\frac{-2ikR}{f_0 - ikR}$ et $e^{2ikR} - 1$ sont de signe contraire un peu avant la résonance, ce qui donne lieu à un minimum. Le rôle des ondes P apparaîtra mieux dans le calcul de Γ.

Calcul de $\bar{\lambda}$:

$$\bar{\lambda} = \frac{h}{mv} = \frac{h}{\sqrt{2m\varepsilon}},$$

$$m \text{ masse réduite} = \frac{m_n \times m_{\text{Li}_7}}{m_n + m_{\text{Li}_7}}$$
$$= \frac{7{,}01822}{7{,}01822 + 1{,}00893} \times 1{,}67 \cdot 10^{-24}\text{ g},$$
$$= 1{,}43 \cdot 10^{-24}\text{ g},$$
$$\varepsilon = 0{,}27 \times 1{,}6 \cdot 10^{-6}\text{ erg},$$

d'où

$$\bar{\lambda} = 9{,}45 \cdot 10^{-13}\text{ cm}, \qquad 4\pi\bar{\lambda}^2 = 11{,}21 \cdot 10^{-24}\text{ cm}^2.$$

Coefficient statistique. — J spin de $^7\text{Li} = \frac{3}{2}$,

$$s = \frac{1}{2}, \qquad \text{d'où} \qquad g(J) = \frac{2J+1}{8}.$$

Le spin total S est $I \pm \frac{1}{2}$ soit 2 ou 1.

Avec $l = 1$,

$$J = \begin{cases} l + S \\ |l - S| + 1, \\ |l - S| \end{cases} \qquad \text{soit } 3, \; 2, \; 1, \; 0$$

et

$$g(J) = \frac{7}{8}, \; \frac{5}{8}, \; \frac{3}{8}, \; \frac{1}{8};$$

c'est $\frac{5}{8}$ ($J = 2$) qui convient le mieux, d'où

$$\sigma_{\text{diff}} = 0{,}925 \times \frac{5}{8} \times 11{,}21 = 6{,}47\text{ barns}.$$

Étude de la section de choc de diffusion élastique et de la section de choc de réaction de ^{6}**Li.** — Nous avons supposé, dans la formule (7) que pour écrire la résonance, on posait $f_l - \Delta_l = 0$, ce qui supposait implicitement que f_l était réelle. C'est le cas de la diffusion pure et c'était légitime dans le cas de Li_7 comme nous l'avons vu.

Dans le cas de Li_6, pour la valeur de ε étudiée, il y a une réaction en même temps qu'une diffusion, f_l a une partie imaginaire et l'on aboutit alors aux formules de Breit Wigner complètes

$$\sigma_{\text{diff}} = g(J)\pi\bar{\lambda}^2\frac{\Gamma_n^2}{(\varepsilon - \varepsilon_s)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}; \qquad (9)$$

$$\sigma_{\text{réact.}} = g(J)\pi\bar{\lambda}^2\frac{\Gamma_r\Gamma_n}{(\varepsilon - \varepsilon_s)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}; \qquad (10)$$

Γ_r et Γ_n sont les demi-largeurs de neutrons et de réaction, elles sont reliées aux f_l, Δ_l, s_l d'une manière simple et Γ est la demi-largeur totale.

A la résonance

$$\left.\begin{aligned} \sigma_d &= g(J)\pi\bar{\lambda}^2\frac{4\Gamma_n^2}{\Gamma^2}, \\ \sigma_r &= g(J)\pi\bar{\lambda}^2\frac{4\Gamma_r\Gamma_n}{\Gamma^2}. \end{aligned}\right\} \qquad (11)$$

Évaluons ces termes, sans oublier le pourcentage isotopique 0,075. Nous avons, comme pour ^{7}Li,

$$4\pi\bar{\lambda}^2 = 11{,}21.10^{-24}\ \text{cm}^2,$$

la masse réduite étant très sensiblement la même, il est raisonnable de penser que, comme pour ^{7}Li, c'est la valeur $J = I - s + l$, soit ici $\frac{3}{2}$, qui convient. Comme produits de réaction, nous aurons alors ^{3}H de moment cinétique total $1 - \frac{1}{2}$ et He_4 de moment total 1, soit au total $1 - \frac{1}{2} + 1 = \frac{3}{2}$, ce qui respecte bien la conservation des moments.

C'est la valeur qui donne le meilleur résultat.

Donc $g(J) = \frac{2}{3}$; nous obtenons donc

$$\begin{aligned} &g(J) \times 4\pi\lambda^2 \times \text{pourcentage isotopique} \\ &= \frac{2}{3} \times 11{,}2 \times 0{,}075, \\ &= 0{,}56 \end{aligned}$$

et

$$\sigma_d = 0{,}56\ \frac{\Gamma_n^2}{\Gamma^2} = 0{,}56\,\frac{\Gamma_n^2}{(\Gamma_n + \Gamma_r)^2},$$

$$\sigma_r = 0{,}56\,\frac{\Gamma_r\Gamma_n}{\Gamma^2} = 0{,}56\,\frac{\Gamma_n\Gamma_r}{(\Gamma_n + \Gamma_r)^2},$$

Occupons-nous de σ_r. Le rapport $\frac{\Gamma_n\Gamma_r}{(\Gamma_n + \Gamma_r)^2}$ a une valeur maxima avec Γ_n et Γ_r réels et positifs, qui est $\frac{1}{4}$, et, à ce moment, $\Gamma_r = \Gamma_n$.

On a alors

$$\sigma_r = 0{,}14\ \text{barn}.$$

Il y a un background (*fig.* 2) de l'ordre de 0,06 barn dû à la réaction ^{6}Li $(n\alpha)$ par neutrons $l = 0$ ou à des réactions secondaires telles que

$$^7\text{Li} + \text{T} \rightarrow 2\alpha + 2n + 8{,}79\ \text{MeV},$$
$$^6\text{Li} + \text{T} \rightarrow 2\alpha + n + 16{,}03\ \text{MeV} \quad [11]\ \text{et}\ [12].$$

Au total :

$$\sigma_x = 0{,}2\ \text{barn},$$

résultat voisin de la réalité (0,23 barn).

On peut en tirer une conséquence au sujet des demi-largeurs. Il est raisonnable d'admettre que pour ^{6}Li, comme pour ^{7}Li, $\Gamma_r = 45$ keV. La formule (10) donne, pour $\Gamma_r = \Gamma_n$,

$$\sigma_{\text{réact}} = g(J)\,\pi\lambda^2\,\frac{\Gamma_n^2}{(\varepsilon - \varepsilon_s)^2 + \Gamma_n^2}, \qquad \text{car} \quad \Gamma = 2\Gamma_n;$$

σ_r atteint la moitié de sa valeur maxima pour $\varepsilon - \varepsilon_s = \pm\Gamma_n$, ce qui fait 90 keV.

C'est une valeur voisine de 100 keV qu'on peut lire sur la figure 2, ce qui confirme notre hypothèse.

Remarque sur la signification géométrique de la demi-largeur. — Dans le cas de diffusion *pure*, ou dans le cas où $\Gamma_r \ll \Gamma_n$ ou $\sigma_r \ll \sigma_n$, la formule de Breit Wigner pour la diffusion contient le facteur $\frac{\Gamma_n^2}{(\varepsilon - \varepsilon_s)^2 + \frac{\Gamma_n^2}{4}}$, donc atteint la moitié de sa valeur maxima pour $\varepsilon - \varepsilon_s = \pm\frac{\Gamma_n}{2}$, d'où l'expression de demi-largeur.

Dans le cas général, les demi-largeurs partielles n'ont pas de signification géométrique évidente.

Conclusion pour la section de choc totale. — La section de choc de diffusion élastique de ^{6}Li sera donc

$$(\sigma_d)_{^6\text{Li}} = 0{,}14\ \text{barn}.$$

Donc

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{totale}} = \ &(\sigma_d)_{^7\text{Li}} = 6{,}47\ \text{barns} \\ &+ (\sigma_d)_{^6\text{Li}} = 0{,}14\ \text{barn} \\ &+ (\sigma_r)_{^6\text{Li}} = 0{,}23\ \text{barn} \quad \rightarrow \quad \text{total} = 6{,}84\ \text{barns} \\ &+ \text{background}. \end{aligned}$$

Il faut ajouter le background (*fig.* 3) représentant la diffusion élastique par barrière de potentiel, soit environ 1 barn, ce qui nous donne bien au total les 7,8 barns de la figure 3.

Calcul de la demi-largeur de résonance de diffusion élastique de ^{7}Li. — Nous avons

$$A_{\text{rés}} = \frac{-2is_l}{f_l - \Delta_l - is_l} \qquad |A_{\text{rés}}|^2 = \frac{4s_e^2}{(f_l - \Delta_l)^2 + s_e^2}.$$

La résonance a lieu pour

$$f_l - \Delta_l = 0 \tag{11 bis}$$

et la demi-largeur est la différence entre les deux valeurs de l'énergie satisfaisant aux deux équations

$$f_l - \Delta_l = \pm s_l, \tag{12}$$

ce qui donne à $|A_{\text{rés}}|$ la valeur 2, c'est-à-dire la moitié de son maximum qui est 4.

Nous allons prendre $l = 1$ et calculer Δ_1, s_1 et f_1 :

$$u_1^+ = i\left(\frac{\pi kr}{2}\right)^{\frac{1}{2}} H^1_{\frac{3}{2}}(kr) = e^{i\left(kr - \frac{\pi}{2}\right)}\left(1 + \frac{i}{kr}\right),$$

$$u_1^- = i\left(\frac{\pi kr}{2}\right)^{\frac{1}{2}} H^2_{\frac{3}{2}}(kr) = e^{-i\left(kr - \frac{\pi}{2}\right)}\left(1 - \frac{i}{kr}\right),$$

d'où

$$e^{2i\xi_1} = e^{2i\left(kR - \frac{\pi}{2}\right)}\frac{1 - \frac{i}{kR}}{1 - \frac{i}{kr}} = e^{2i\left(x - \frac{\pi}{2} + \text{Arc cotg}\,x\right)}$$

en posant $x = kR$, d'où

$$\xi_1 = x - \text{Arc tg}\,x.$$

Cela nous montre que ξ_1 est petit (puisque $x = 0{,}26$).

Calculons Δ_1 et s_1 :

$$\frac{du_1^+}{dr} = k\,e^{ikr}\left[1 - \frac{1}{(kr)^2} + \frac{i}{kr}\right],$$

$$g_1^+ = R\left(\frac{1}{u_1^+}\,\frac{du_1^+}{dr}\right)_{r=R} = \frac{x^2 - 1 + ix}{1 - ix} = \frac{-1 + ix^3}{1 + x^2} = \Delta_1 + is_1,$$

d'où

$$\Delta_1 = \frac{-1}{1+x^2}, \qquad s_1 = \frac{x^3}{1+x^2}.$$

Il reste à trouver f_1. D'après (5),

$$u_1 = \left(\frac{\pi K r}{2}\right)^{\frac{1}{2}} J_{\frac{3}{2}}(Kr) = \frac{\sin Kr}{Kr} - \cos Kr, \qquad (13)$$

$$\frac{\mathrm{d}u_1}{\mathrm{d}r} = K\frac{Kr\cos Kr - \sin Kr}{(Kr)^2} + \sin Kr,$$

$$f_1 = R\left(\frac{1}{u_1}\frac{\mathrm{d}u_1}{\mathrm{d}r}\right)_{r=R} = \frac{X^2\left(\dfrac{X\cos X - \sin X}{X^2} + \sin X\right)}{\sin X - X\cos X}$$

en posant $X = KR$.

Finalement,

$$f_1 = \frac{X^2 \sin X}{\sin X - X\cos X} - 1. \qquad (14)$$

a. Les résonances ont lieu pour $f_1 - \Delta_1 = 0$,

$$\frac{X^2\sin X}{\sin X - X\cos X} - 1 + \frac{1}{1+x^2} = 0,$$

La valeur numérique de x est $x = \frac{R}{\lambda}$, avec

$$R = 1,3 \times A^{\frac{1}{3}}.10^{-13}\ \mathrm{cm}$$
$$= 1,3 \times 7^{\frac{1}{3}}.10^{-13}\ \mathrm{cm} = 2,48.10^{-13}\ \mathrm{cm},$$

d'où

$$x = \frac{2,48}{9,45} = 0,26.$$

A la résonance, on a donc

$$\varphi(X) = \frac{X^2\sin X}{\sin X - X\cos X} = 1 - \frac{1}{1+x^2},$$
$$= \frac{x^2}{1+x^2} = 0,0626.$$

On voit que X est voisin de π [valeur qui annule $\varphi(X)$].

Posons $X = \pi + t$,

$$\varphi = \frac{(\pi+t)^2\sin t}{\sin t - (\pi+t)\cos t} = -\pi t - 2t^2 - t^3\frac{\pi^2+3}{3\pi} + \ldots.$$

En première approximation, pour $\varphi = 0,0626$, on trouve

$$t = -\frac{0,0626}{\pi} = -0,02,$$

d'où

$$X = 3,14 - 0,02 = 3,12.$$

Comme $X_0 = K_0 R \neq X$,

$$K_0 = \frac{3,12}{R} = \frac{3,12}{2,48}.10^{13} = 1,2.10^{13}\ \mathrm{cm}^{-1},$$

valeur acceptable. (Nous avions trouvé $1,35.10^{13}\ \mathrm{cm}^{-3}$ pour ^{6}Li.)

b. Il reste à trouver les valeurs de ε solutions de (12), $f - \Delta = \pm s$ (les indices 1 étant supprimés) et pour cela nous commencerons par chercher les valeurs de x.

Soient f_m et Δ_m les valeurs correspondant au maximum $x_m = 0,26$, on a $f_m - \Delta_m = 0$.

(12) peut s'écrire

$$(f-\Delta)_m + \frac{\mathrm{d}(f-\Delta)_m}{\mathrm{d}x}\Delta x = s_m + \left(\frac{\mathrm{d}s}{\mathrm{d}x}\right)_m \Delta x,$$
$$= -s_m - \left(\frac{\mathrm{d}s}{\mathrm{d}x}\right)_m \Delta x.$$

Évaluons chacun des termes; $(f-\Delta)_m = 0$. Ensuite

$$\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}x_m} = \frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}X_m}\frac{\mathrm{d}X}{\mathrm{d}x_m}$$

et, puisque $f = \varphi - 1$ et $X = \pi + t$,

$$\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}X_m} = \frac{\mathrm{d}\varphi}{\mathrm{d}X_m} = \frac{\mathrm{d}\varphi}{\mathrm{d}t_m}.$$

Or,

$$\varphi = -\pi t - 2t^2, \qquad \frac{\mathrm{d}\varphi}{\mathrm{d}t} = -\pi - 4t,$$
$$\frac{\mathrm{d}\varphi}{\mathrm{d}t_m} = -\pi + 4 \times 0,02 = -3,06,$$

puisque $t_m = -0,02$; donc

$$\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}X_m} = -3,06.$$

D'autre part,

$$X^2 = X_0^2 + x^2, \qquad X\,\mathrm{d}X = x\,\mathrm{d}x,$$
$$\frac{\mathrm{d}X}{\mathrm{d}x_m} = \left(\frac{x}{X}\right)_m = \frac{0,26}{3,12}.$$

Finalement,

$$\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}x_m} = \frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}X_m}\frac{\mathrm{d}X}{\mathrm{d}x_m} = -3,06\frac{0,26}{3,12} = -0,255.$$

Passons au terme suivant :

$$\Delta = \frac{-1}{1+x^2}, \qquad \frac{\mathrm{d}\Delta}{\mathrm{d}x} = \frac{2x}{(1+x^2)^2}, \qquad \frac{\mathrm{d}\Delta}{\mathrm{d}x_m} = 0,457.$$

Le 2e membre donne

$$s = \frac{x^3}{1+x^2}, \qquad s_m = 0,016;$$

$$\frac{\mathrm{d}s}{\mathrm{d}x} = \frac{x^2(3-x^2)}{(1+x^2)^2} \neq \frac{3x^2}{(1+x^2)^2}, \qquad \frac{\mathrm{d}s}{\mathrm{d}x_m} = 0,18.$$

En résumé, on a

$$(-0,255 - 0,457)\Delta x = 0,016 + 0,18\Delta x,$$
$$= -0,016 - 0,18\Delta x.$$

La 1re équation donne...	$\Delta x_1 = -0,017$
La 2e équation donne...	$\Delta x_2 = 0,029$
Total..........	$\Delta x = 0,046$

Calculons maintenant $\Delta\varepsilon$.

On sait que ε est proportionnel à x^2, $\varepsilon = ax^2$.

Ici, pour $\varepsilon = 270$ keV,

$$x = 0,26, \qquad \text{d'où} \qquad \varepsilon_{\mathrm{keV}} = 3994x^2,$$

d'où

$$\Delta\varepsilon_{keV} = 3994 \times 2x\Delta x.$$

Pour $x = 0{,}26$, $\Delta x = 0{,}046$, on a

$$\boxed{\Gamma = \Delta\varepsilon = 95\ \text{keV}.}$$

Le résultat est assez éloigné de la réalité, qui est 45 keV.

Il faut noter, qu'avec des ondes S ($l = 0$), on aurait trouvé une demi-largeur beaucoup plus grande, dont on obtient une valeur approchée en divisant par x^2 ou 0,067, soit

$$\frac{95}{0{,}067} = 1{,}4\ \text{MeV}.$$

Au contraire, avec les ondes D ($l = 2$), elle aurait été beaucoup plus petite, soit

$$95x^2 = 95 \times 0{,}067 = 6{,}3\ \text{keV}.$$

Le résultat trouvé est qualitativement exact et il ne peut en être autrement. Nous sommes, en effet, partis de l'hypothèse de l'existence d'une fonction d'onde

$$\psi_{\varepsilon}(r) = r^{-1}u_l(r)$$

à l'intérieur du noyau ne dépendant que de la seule variable r, distance de la particule au centre du noyau et aussi de l'existence d'un nombre d'onde moyen K à l'intérieur du noyau. Il s'agit là d'une approximation, ne rendant compte que de l'allure générale des phénomènes.

Nous avons vu cependant que cette hypothèse était suffisante pour mettre en évidence le rôle des ondes P.

III. — Neutrons rapides.

Il y a une autre résonance pour $\varepsilon = 1{,}4$ MeV égale à $\sigma_t = 1{,}6$ barn. Sa grande largeur peut la faire attribuer aux ondes S [9]. Mais les résultats sont trop peu précis pour qu'il soit possible de les interpréter théoriquement.

Conclusion. — Il résulte de cette étude que :

1° *Pour les neutrons lents* (quelques électronvolts et au-dessous) c'est la réaction $^6\text{Li}(n\alpha)^3\text{T}$ qui est le phénomène principal, malgré le faible pourcentage isotopique de ^{6}Li. La section de choc est importante (jusqu'à 80 barns) et pourrait être augmentée par un enrichissement du mélange en isotope 6.

Il y a cependant, pour ces énergies, une réaction de capture pour ^{7}Li non négligeable.

2° *Pour les neutrons moyennement rapides*, c'est ^{7}Li qui joue le rôle principal et présente une section de choc de diffusion élastique qui, à la résonance, atteint 6,5 barns, pour $\varepsilon_s = 270$ keV.

Pour cette même valeur de l'énergie, ^{6}Li a une section de diffusion élastique et une section de choc de réaction, d'amplitudes comparables, de sorte que la section de choc totale, y compris la diffusion par barrière de potentiel, atteint près de 8 barns.

Ce sont des ondes P ($l = 1$) qui produisent cette diffusion et cette réaction.

Si l'on veut utiliser du lithium pour produire des tritons destinés à des réactions ultérieures, il est donc nécessaire d'utiliser un faisceau de neutrons aussi lents que possible, ce qui permet d'améliorer le rendement. Il faut se débarrasser le mieux possible des neutrons rapides en raison de la diffusion élastique dont ils sont l'origine.

L'utilisation de ^{6}Li pur permettrait d'améliorer considérablement le rendement et d'éliminer partiellement l'inconvénient de la diffusion des neutrons rapides, puisque la section de choc de diffusion et de réaction sont alors sensiblement égales, l'une et l'autre à

$$\frac{0{,}14}{0{,}075} = 2\ \text{barns}.$$

Manuscrit reçu le 30 mai 1951.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Harrington et Stewart. — Sections de capture du Cd, Li, B, Ba, Mg, N pour les neutrons thermiques, *Canadian J. Research*, 1941, **19**, n° 3.

[2] Goldsmith, Ibser et Feld. — Sections de choc des éléments pour les neutrons, *Rev. mod. Physics*, 1947, **19**, 259.

[3] Adair. — Sections de choc des éléments pour les neutrons, *Rev. mod. Physics*, 1950, **22**, 256.

[4] Boggild et Minnhagen. — Étude à la chambre de Wilson de la désintégration du lithium par les neutrons lents, *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 782.

[5] Natanson. — Désintégration du lithium par neutrons rapides, *C. R. Acad. Sc.*, 1949, **76**, 576-577.

[6] Poole et Paul. — Radioactivité à courte vie du lithium bombardé par neutrons, *Nature*, 1946.

[7] Hughes, Hall, Edler et Goldfarb. — Formation et propriétés du lithium radioactif, *Phys. Rev.*, 1947, **72**, 646.

[8] Bonner, Evans, Malich et Risser. — Étude de la rupture de Li_8, *Phys. Rev.*, 1948, **73**, 385.

[9] Adair. — Résonance des diffusions des neutrons dans le lithium, *Phys. Rev.*, 1950, **79**, 1018.

[10] Blatt et Weisskopf. — Théorie des réactions nucléaires, *Laboratory for nuclear Science et Engineering Massachusetts Inst. of technology.*

[11] Pepper T. P., Allen K. W., Almqvist et Dewan J. T. — Désintégration du lithium par les tritons, *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 315.

[12] Almqvist. — Les neutrons rapides des réactions T + D et T + Li, *Canadian J. Research*, 1950, **28**, 433.

[13] Bethe. — Théorie nucléaire élémentaire.

[14] Way-Heines. — Sections de choc des éléments et des isotopes de H à Bi pour les neutrons thermiques, *Commission de l'Énergie atomique U. S. A.*, AECD, 1948, 2138.

[15] Hornyak, Lauritsen, Morrison et Powler. — Niveaux d'énergie des noyaux légers, *Rev. mod. Physics*, 1950, **22**, 291-372.

ÉTUDE THÉORIQUE DE L'INFLUENCE, EN FAISCEAU DIVERGENT, DE L'ABSORPTION DANS LE BÂTONNET ET DES CONDITIONS EXPÉRIMENTALES SUR L'HOMOGÉNÉITÉ DES RAIES DE DEBYE-SCHERRER ET HULL

Par Mlle Cécile STORA.

Service de Radiocristallographie du Laboratoire de Chimie Minérale C, Sorbonne.

Sommaire. — Approfondissant les équations de Lihl, on a retrouvé, pour un bâtonnet moyennement absorbant, l'existence d'une raie satellite à côté de la raie principale aux petits angles de diffraction. On a établi que l'existence de cette raie satellite dépend, en plus de l'absorption, de divers facteurs géométriques : angle 2θ de diffraction, ouverture de la fente, rayon de la chambre photographique, diamètre du bâtonnet, etc.

L'expérience enseigne aux usagers de la méthode des poudres, que l'absorption dans le bâtonnet modifie l'aspect des raies de Debye-Scherrer et Hull aux petits angles de diffraction θ. Homogène lorsque le bâtonnet est parfaitement transparent, la raie se dédouble parfois pour une absorption moyenne, puis redevient unique, mais asymétrique, pour une absorption élevée. En principe, si la position du bord externe de la raie semble inaltérée par une absorption croissante du bâtonnet, son bord interne, par contre, se déplace vers les grands angles de diffraction par rapport au bord interne de la raie qui serait émise par le même bâtonnet s'il était parfaitement transparent.

Cette influence de l'absorption fit l'objet d'études théoriques diverses qui, d'ailleurs, visèrent plus à déterminer la correction à apporter aux mesures quantitatives d'intensité d'un diagramme de poudres (Debye et Scherrer, Greenwood, Laue [1], etc.) ou l'ordre de grandeur de l'erreur qui est commise quand on pointe en leur milieu les raies émises par un bâtonnet absorbant (Pauli, Regler, Van Arkel, Kolkmejer et Moesveld [2], etc.), qu'à permettre de comprendre l'influence simultanée de l'absorption et des conditions expérimentales sur l'homogénéité des raies de Debye-Scherrer et Hull. Seule une étude de A. Taylor et H. Sinclair [3], basée sur la méthode de Claassen [4] de la diffraction par des bandelettes de substance cristalline, permet d'entrevoir, en faisceau parallèle et divergent, l'influence de la divergence du faisceau et de la largeur du foyer (ou fente du limitateur) en plus de l'absorption, sur la forme des raies de Debye-Scherrer et Hull émises par un bâtonnet partiellement absorbant.

Nous avons entrepris de déterminer, en fonction de toutes les données géométriques (par calcul ou par graphique) la position du bord interne de la raie principale et celle du bord externe de la raie satellite d'un bâtonnet assez absorbant pour que la raie satellite soit nettement séparée de la raie principale, en nous plaçant dans l'approximation [5] qui transforme les courbes elliptiques rigoureuses de Lihl [6] en de véritables ellipses aisément maniables.

Mentionnant seulement le cas du bâtonnet partiellement absorbant, Lihl indique que le rayon

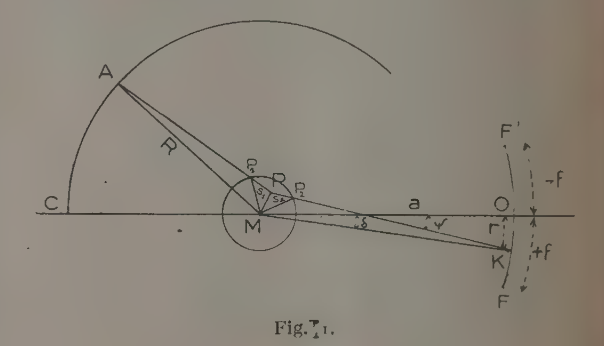


Fig. 1.

responsable du bord interne de la raie (principale) provient du rayon primaire d'origine F′, qui parcourt le trajet le plus court dans la préparation. Cet ultime rayon proviendrait, soit du rayon diffracté par le dos du bâtonnet, soit du rayon diffracté par la face du bâtonnet, c'est-à-dire du rayon correspondant à la plus petite des deux valeurs que prend le trajet s (incident + diffracté) parcouru à l'intérieur du bâtonnet à partir des deux rayons primaires limitant le pinceau issu du point F′ de la fente.

Nous avons recalculé ce trajet s (*fig.* 1) pour tenir compte des signes [5]. On a ainsi, en posant $MP = x$; $\varepsilon = \widehat{MPP_1}$; $\nu = \widehat{PP_1M}$; $\eta = \widehat{MPP_2}$; $\mu = \widehat{PP_2M}$; $\rho = MP_1$; les autres notations étant indiquées sur la figure 1 :

$$2\omega = 2\theta_1 - 2\theta \qquad (\theta_1 \text{ expérimental, } \theta_2 \text{ théorique}):$$

$$s = s_1 + s_2$$

qui, avec

$$\varepsilon = \pi - (\eta - 2\theta),$$

$$\sin\varepsilon = \frac{R}{x}\sin(2\omega - \psi) = \sin(\eta - 2\theta),$$

$$\sin\eta = \frac{1}{x}(a\sin\psi - r\cos\psi),$$

$$\frac{x}{\rho} = \frac{\sin\mu}{\sin\eta} = \frac{\sin\nu}{\sin\varepsilon}.$$

conduit à

$$s = \rho(\cos\mu + \cos\nu) - x(\cos\varepsilon + \cos\eta),$$

puis à l'équation

$$(1)\quad s = \sqrt{\rho^2 - (a\sin\psi - r\cos\psi)^2} + \sqrt{\rho^2 - R^2\sin^2(2\omega - \psi)} - \frac{1-\cos 2\theta}{\sin 2\theta}[R\sin(2\omega - \psi) + a\sin\psi - r\cos\psi]$$

et pour ψ petit

$$(2)\quad s = \sqrt{\rho^2 - (a\psi - r)^2} + \sqrt{\rho^2 - R^2(2\omega - \psi)^2} - \frac{1-\cos 2\theta}{\sin 2\theta}[R(2\omega - \psi) + a\psi - r]$$

A. **Existence des raies satellites.** — Le tort de Lihl fut de penser qu'à une valeur de s correspondait un seul point de la raie ayant pour différence angulaire 2ω. Il est cependant manifeste que, principalement aux petits angles θ, deux rayons issus du même point de la fente traversent la même épaisseur de substance à droite et à gauche du rayon central, mais aboutissent en deux points différents A et B de la raie idéale qui serait émise par le même bâtonnet s'il était parfaitement transparent.

Cette remarque permet immédiatement de comprendre qu'au trajet limite s_L, au delà duquel tout rayon est absorbé, doit répondre au moins deux rayons diffractés : l'un formant le bord interne d'une raie *principale* ayant pour bord externe celui de la raie idéale, l'autre formant le bord externe d'une raie *satellite* dont le bord interne coïncide avec celui de la raie idéale.

Mais si des rayons issus du point F′ sont susceptibles de contribuer à la formation de la raie satellite, *a fortiori*, en sera-t-il de même pour des rayons issus des autres points de la fente et traversant le bâtonnet jusqu'au trajet limite s_L. On comprend aisément que le bord le plus externe de la raie satellite proviendra du point F de la fente.

Le problème se complique donc en apparence du fait que tous les points de la fente participent théoriquement à l'élaboration de l'intensité d'un point intérieur à la raie.

Si cependant l'absorption à l'intérieur du bâtonnet est assez grande, le bord interne de la raie principale relèvera d'un faisceau issu du point F′ (conformément à la remarque de Lihl), car les faisceaux émis en ce point de la raie par les autres points de la fente auraient parcouru un trajet plus long à l'intérieur du bâtonnet, sauf en se rapprochant du point F, mais alors le nouvel apport de rayons, ayant pour origine F, relèvent de la raie satellite. Autrement dit, l'extrémité interne de la raie principale, chevauche l'extrémité externe de la raie satellite et si l'empiétement des deux raies est suffisant, la résolution des deux raies deviendra impossible.

Aussi, nous limiterons-nous ici au cas où la raie satellite est parfaitement séparée de la raie principale. *Nous supposerons donc que la fente est symétrique avec une ouverture telle que le rayon issu du point* F′ *formant le bord interne de la raie principale ne chevauche pas le rayon issu du point* F *constituant le bord externe de la raie satellite.*

Divers facteurs géométriques conditionnent alors l'existence de la raie satellite en plus de l'absorption ; ce sont : l'angle 2θ de diffraction, les rapports $\frac{R}{a}$ et $\frac{2f}{a}$, le diamètre 2ρ du bâtonnet, tous facteurs modifiant les dimensions et la forme des ellipses [5].

B. **Influence sur l'existence de la raie satellite de l'angle 2θ.** — 1. CONTRIBUTION D'UN POINT DE LA FENTE A LA FORMATION DE LA RAIE SATELLITE. — Pour démontrer plus rigoureusement qu'un point quelconque de la fente peut contribuer à la formation de la raie satellite, on construit, à l'aide de l'équation (2), les courbes de variation de s en fonction de 2ω pour les deux seules valeurs de ψ limitant le pinceau primaire, puisque l'une d'elles seulement, comme Lihl l'a établi, est responsable de la plus petite valeur de s. Ces deux valeurs de ψ s'obtiennent aisément comme les deux points d'intersection des ellipses relatives à ce point de la fente (pour l'angle 2θ adopté) par la parallèle à l'axe des ψ, menée pour des valeurs arbitraires de 2ω. En reportant ces deux valeurs graphiques de ψ dans l'équation (2), on obtient, pour le même 2ω, deux valeurs de s qui sont portées sur le même graphique (*fig.* 2).

Par exemple, pour $2\theta = 30°$, avec une chambre française de 240 mm ($R = 3{,}82$ cm),

$$2\rho = 0{,}1 \text{ cm}, \qquad \text{et} \qquad 2f = 0{,}1 \text{ cm},$$

on obtient la première courbe de la figure 2 *a*. Avec une chambre de Lihl, celle de la figure 2 *b*.

On constate que la fonction $s = \chi(2\omega)$ possède deux branches de courbes : l'une relative à la face, l'autre relative au dos, et que ces deux branches passent *effectivement par un maximum* (traversée des rayons par le diamètre du bâtonnet) aux petits angles de diffraction. On observe, en outre, que ces deux branches se croisent entre les maxima, si bien que pour 2ω donné, c'est d'abord le chemin parcouru par le rayon en suivant le dos qui est inférieur à celui du rayon parcourant la face, mais qu'ensuite, l'inverse se produit. Pour un 2ω déterminé, *le plus petit chemin s parcouru* dans le bâtonnet relève donc,

avant le croisement des deux courbes (grands 2ω), de la diffraction par le dos; après ce croisement de la diffraction par la face (petits 2ω). *C'est donc seulement la portion de courbe du dos avant le croisement et la portion de courbe de la face après le croisement* qui nous intéresse pour la détermination du bord interne de la raie principale et du bord externe de la raie satellite.

On vérifie immédiatement qu'à une valeur de s comprise entre le croisement des courbes et le minimum de la partie retombante vers les petits 2ω correspondent deux valeurs de 2ω, intersection des

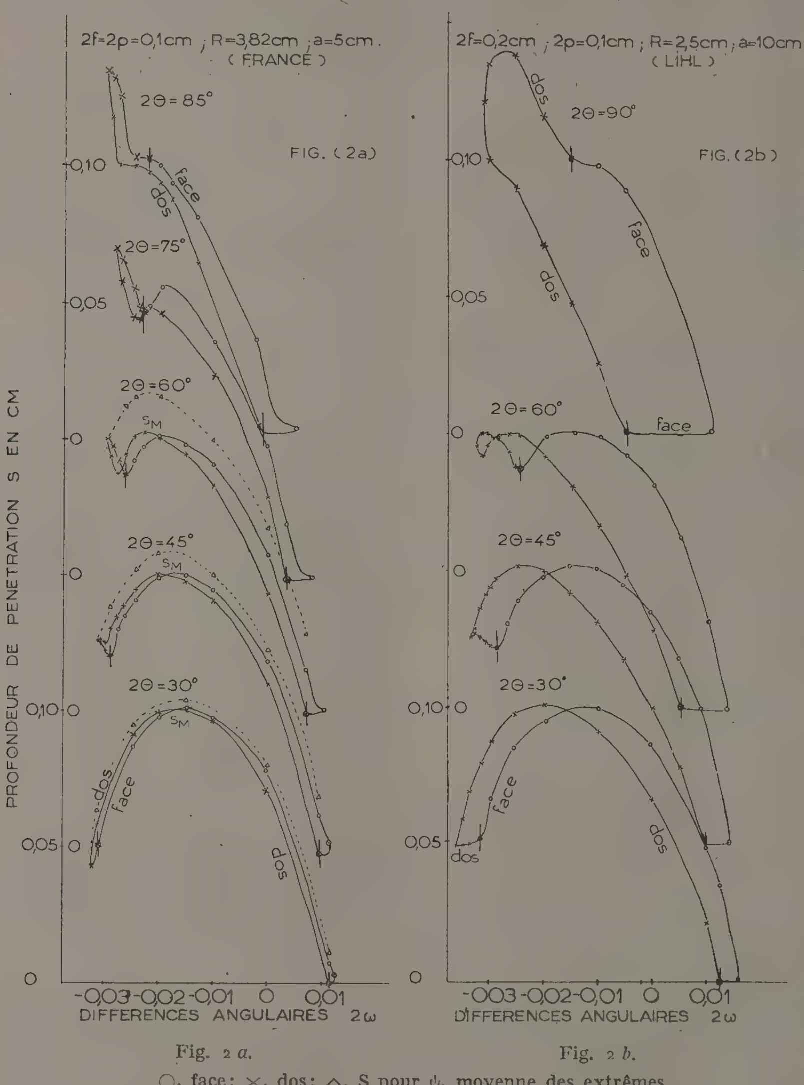


Fig. 2 *a*. Fig. 2 *b*.

○, face; ×, dos; △, S pour ψ, moyenne des extrêmes.

deux portions de courbe par la parallèle à l'axe 2ω issue de s_L, c'est-à-dire deux points différents de la raie.

Ainsi, deux rayons issus du même point de la fente, parcourent le même chemin minimum dans le bâtonnet; l'un est diffracté par la face et aboutit en un point de la raie de différence angulaire $2\omega_1$, l'autre est diffracté par le dos et aboutit en un autre point de la raie de différence angulaire $2\omega_2$. Si l'on n'avait pas à considérer tous les points de la fente, le premier formerait le bord externe de la raie satellite; le deuxième, le bord interne de la raie principale.

2. Influence de l'angle 2θ sur cette contribution d'un point de la fente. — *a. Construction des courbes* $s = \chi(2\omega)$. — La fente étant réduite au seul point considéré, l'influence de

l'angle 2θ se traduit par la déformation des ellipses [5].

La construction des systèmes de courbes $s = \chi(2\omega)$ pour différents angles 2θ, nous montre que, aux environs de $2\theta = 90°$ (pour la chambre envisagée de 240 mm de tour), le *maximum des courbes disparaît* et, qu'au contraire, il est d'autant plus accentué que 2θ est plus petit (*fig.* 2 *a* et 2 *b*).

On ne peut mieux se représenter l'allure de la modification du système $s = \chi(2\omega)$ en fonction de 2θ qu'en imaginant une feuille d'iris repliée dont la pointe touchant la racine pour $2\theta = 0°$, se relèverait progressivement par accroissement de 2θ, pour être complètement dépliée à partir d'un certain angle $2\theta_\lambda$ voisin de 90°, que nous aurons à déterminer. Seulement, la pointe des courbes se relève plus vite que la partie médiane de leur partie mobile. Si bien qu'un minimum s_m apparaît sur la portion de courbe relative à la face, correspondant au rayon primaire tangent à la base du bâtonnet. L'angle $2\theta_\lambda$ à partir duquel la courbe de la face ne rencontre plus la courbe du dos est celui pour lequel le minimum que nous venons de mentionner est tangent à la courbe du dos.

En ce point de tangence, les deux courbes prennent la même valeur s pour un même écart angulaire 2ω. Le problème revient donc à trouver *les valeurs de* ψ_1 *et de* ψ_2 *qui, pour un même* 2ω, *attribuent la même valeur à* s.

Cette tangence des deux courbes s'effectue donc pour la différence angulaire 2ω du point à tangence verticale des ellipses, point défini par $\psi_1 = \delta + \frac{\rho}{a}$, l'autre, ψ_2, étant le deuxième point d'intersection de l'ellipse par la parallèle à l'axe des ψ, menée de 2ω.

b. Angle $2\theta_\lambda$ *de disparition d'une contribution possible à la raie satellite.* — La détermination de cet angle $2\theta_\lambda$ devient aisée puisque le minimum des courbes $s = \chi(2\omega)$ correspond au rayon primaire tangent à la base du bâtonnet. Ce minimum a pour coordonnées $\psi_1 = \delta + \frac{\rho}{a}$.

Solution graphique (*fig.* 3). — Il suffit donc, pour obtenir approximativement cet angle $2\theta_\lambda$, de porter sur un même graphique les variations de s en fonction de 2θ, ψ_1 gardant la valeur constante $\delta + \frac{\rho}{a}$, 2ω prenant pour chaque 2θ la valeur correspondant au point à tangente verticale et ψ_2 pouvant être déterminé graphiquement [5].

Les deux courbes ainsi obtenues en fonction de ψ_1 et de ψ_2 se coupent en un certain point dont l'abscisse $2\theta_\lambda$ est l'angle cherché. *Au delà de cet angle,* $2\theta_\lambda$ *il n'y a plus de contribution possible à la formation de la raie satellite par un point de la fente.*

Nous avons construit, pour le même bâtonnet et la même ouverture de fente, les courbes se rapportant aux chambres françaises de rayon 5,72 cm et 3,82 cm, ainsi qu'à la petite chambre de Lihl de rayon 2,5 cm.

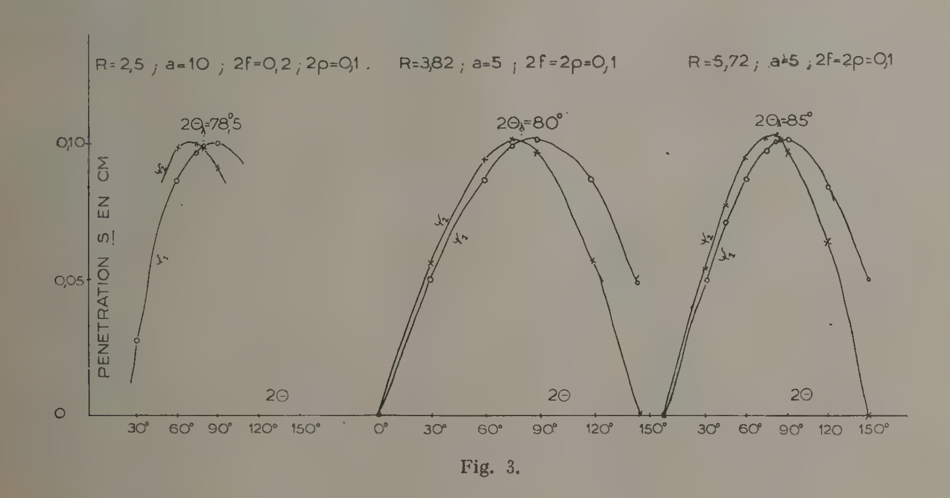


Fig. 3.

Les conditions opératoires étant identiques, on constate que la variation du rapport $\frac{R}{a}$ entraîne la variation de l'angle de disparition de la contribution à la raie satellite. Ainsi, le rapport $\frac{R}{a}$ passant pour les trois chambres précitées de 0,25 à 0,75 et 1,14, l'angle $2\theta_\lambda$ passe de 78,5° environ à 85°.

Étant donné l'écart des rayons R, cette variation est donc relativement faible. Elle croît faiblement avec le rapport $\frac{R}{a}$.

Solution mathématique. — On peut vouloir rigoureusement calculer le point d'intersection ψ_2 et chercher le lieu de s en fonction de ψ_1 et ψ_2, puis, enfin, déterminer l'intersection de ces courbes.

Au point de l'ellipse à tangente verticale, d'abscisse $\psi_1 = \delta + \frac{\rho}{a}$, correspond l'ordonnée

$$2\omega = \delta + \rho\left(\frac{1}{a} + \cos\frac{2\theta}{R}\right).$$

Pour trouver l'intersection de la parallèle à l'axe des ψ menée de cette ordonnée 2ω avec l'ellipse, on porte, dans la deuxième équation [5] cette valeur de 2ω et l'on obtient une équation du second degré en $(\psi - \delta)$, d'où l'on tire les deux abscisses dont l'une est ψ_1 et l'autre

$$\psi_2 = \delta + \frac{\rho}{a}\,\frac{\left(\frac{R}{a} + \cos 2\theta\right)^2 - \sin^2 2\theta}{\left(\frac{R}{a} + \cos 2\theta\right)^2 + \sin^2 2\theta}.$$

On obtient le lieu s_1 de s pour ψ_1 et 2ω en fonction de 2θ en portant ces coordonnées dans l'équation de s (2). De même le lieu s_2 de s pour ψ_2 et 2ω en fonction de 2θ en portant ψ_2 et 2ω dans s (2).

L'intersection $s_1 = s_2$ fournit, en toute rigueur, l'angle $2\theta_\lambda$ cherché.

En effectuant ces opérations, on trouve

$$\sqrt{1 - \frac{\left(\frac{R}{a} + \cos 2\theta_\lambda\right)^2 - \sin^2 2\theta_\lambda}{\left(\frac{R}{a} + \cos 2\theta_\lambda\right)^2 + \sin^2 2\theta_\lambda}} + \sqrt{1 - \left[\left(\frac{R}{a} + \cos 2\theta_\lambda\right) - \frac{R}{a}\cdot\frac{\left(\frac{R}{a} + \cos 2\theta_\lambda\right)^2 - \sin^2 2\theta_\lambda}{\left(\frac{R}{a} + \cos 2\theta_\lambda\right)^2 + \sin^2 2\theta_\lambda}\right]^2}$$
$$- \frac{1 - \cos 2\theta_\lambda}{\sin 2\theta_\lambda}\left[\frac{\left(\frac{R}{a} + \cos 2\theta_\lambda\right)^2 - \sin^2 2\theta_\lambda}{\left(\frac{R}{a} + \cos 2\theta_\lambda\right)^2 + \sin^2 2\theta_\lambda}\left(\frac{R}{a} - 1\right) - \left(\frac{R}{a} + \cos 2\theta_\lambda\right)\right] - 2\sin 2\theta_\lambda = 0,$$

et d'où il serait difficile d'expliciter $2\theta_\lambda$ *seulement fonction de* $\frac{R}{a}$. Il est à remarquer que cette équation est *indépendante du diamètre du bâtonnet.* La contribution à une raie satellite débute à un angle $2\theta_\lambda$ fixé par les conditions géométriques lorsque la fente est réduite à un seul point.

Si $\frac{R}{a} = 0$, c'est-à-dire si $R = 0$ ou $a = \infty$ (conditions pratiquement irréalisables, mais qui peuvent nous donner un ordre de grandeur du domaine de variation de $2\theta_\lambda$), l'équation (2) fournit $2\theta_\lambda = 65°$.

Si $\frac{R}{a} = 1$, $2\theta_\lambda = 90°$.

Le domaine total de variation de $2\theta_\lambda$ est donc relativement restreint (30°). Comme, généralement, les conditions expérimentales sont telles que l'on soit plus près du deuxième cas que du premier, c'est vers 90° que disparaît la possibilité de contribution d'un point de la fente à la raie satellite.

C. **Influence de l'ouverture $2f$, de la fente sur cette contribution d'un point de la fente à la raie satellite.** — Si tous les points de la fente participent à la formation de la raie satellite, le bord interne de celle-ci relève, non d'un point quelconque de la fente, mais du point F.

Or, quand le point de la fente se déplace de F′ à F, le système de courbes précédentes $s = \chi(2\omega)$, se translate parallèlement à l'axe 2ω d'une valeur égale à la distance des centres des ellipses. La raie satellite s'élargit (*fig.* 4). Son bord externe ne demeure

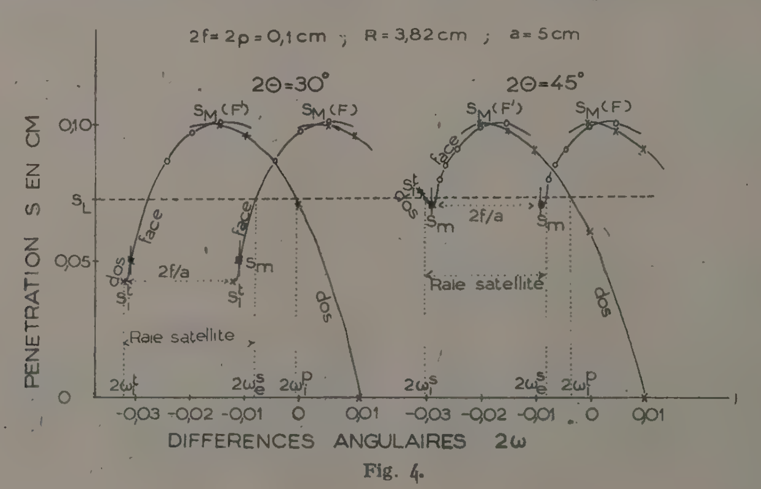


Fig. 4.

séparé du bord interne de la raie principale que tant que la pointe ou le minimum s_m du système de courbes $s = \chi(2\omega)$ relatif à F ne rencontre pas, au delà de l'intersection s_M, la première branche de courbes $s = \chi(2\omega)$ relative à F′. Au moment de la rencontre, le bord externe de la raie satellite se confond avec le bord interne de la raie principale ($2\omega_i^p$).

D. **Influence de l'absorption dans le bâtonnet sur la contribution d'un point de la fente à la raie satellite.** — L'existence d'une contribution d'un point de la fente à la raie satellite est donc liée à l'intersection de la partie essentiellement déformable des courbes $s = \chi(2\omega)$, située vers les petits 2ω, par la parallèle à l'axe 2ω menée du point s_L des ordonnées, trajet au delà duquel l'absorption dans le bâtonnet est telle que les rayons sont pratiquement absorbés.

a. Si $s_L < s_m$ ou à la pointe de la courbe (minimum s_i^t), il n'y a aucune contribution possible d'un point de la fente à la raie satellite, la largeur de la raie est inférieure à celle de la raie idéale (bâtonnet transparent). Le bord interne de la raie sera celui de la raie principale $2\omega_i^p$ que nous déterminerons plus loin. Le bâtonnet est dit totalement opaque.

b. Si $s_m < s_L < s_M$.

1° 2θ *est petit.* — Le minimum s_m des courbes n'existe pas. La pointe des courbes, c'est-à-dire le point s_i^t en est l'extrémité la plus basse.

La partie retombante des courbes vers les 2ω inférieurs à celui de s_M est coupée par la limite s_L du trajet.

Un point K de la fente peut contribuer à la formation de la raie satellite.

Cette participation à la raie satellite a pour *bord externe* $2\omega_e^s$, intersection par s_L de la partie mobile des courbes. Ce bord externe relèvera tantôt de la face, tantôt du dos suivant que le point d'intersection se trouvera au-dessus ou au-dessous du point de la courbe correspondant au rayon tangent mené par le point de la fente considéré à la base du bâtonnet s_m. *Le bord interne* de la raie satellite est alors celui de la raie idéale $2\omega_i^t$, c'est-à-dire relève de la pointe de la courbe (s_i^t) relative à l'extrémité F′ de la fente.

La largeur de la raie satellite pour cette absorption est

$$L_s = 2\omega_e^s - 2\omega_i^t.$$

2° 2θ *est moyen.* — Les courbes $s = \chi(2\omega)$ présentent un minimum sur la partie moyenne de la branche mobile (petits 2ω).

Le cas se complique un peu, car il est des chambres et des conditions expérimentales (Lihl, $R = 2{,}5$; $a = 10$; $2\rho = 0{,}2$; $2\rho = 0{,}1$) pour lesquelles, non seulement les deux courbes relatives à la face et au dos présentent ce minimum, mais les deux minima sont séparés, laissant dans un court intervalle la possibilité *à deux raies satellites d'exister simultanément* (Lihl, $2\theta = 60°$, *fig.* 2 *b*). En fait, la fente n'étant pas réduite à un point, le deuxième minimum relatif au dos peut être couvert par la partie relative aux points de la fente situés entre le point K envisagé et le point F′. Aussi, n'envisagerons-nous que le minimum de la courbe de la face :

α. *Bord externe* de la raie satellite. — Il a pour abscisse $2\omega_e^s$, intersection par s_L de la courbe $s = \chi(2\omega)$ relative à la face du bâtonnet. Il relève donc d'un point de la face;

β. *Bord interne.* — La courbe relative au point F′ de la fente étant identique à celle du point K, le *bord externe de la raie satellite peut ne plus être celui de la raie idéale.*

i_1. $s_m < s_L < s_i^t$. En effet, dans ce cas ($2\theta = 45°$ ou $2\theta = 60°$ sur les figures), c'est la branche montante du dos qui est coupée par s_L et le bord interne de la raie satellite possède *une abscisse* $2\omega_i^s$ *supérieure à celle du bord interne de la raie idéale* ($2\omega_i^t$), c'est-à-dire se trouve décalé vers les grands θ de diffraction par rapport au bord de la raie idéale.

La largeur de la raie satellite, dans ce cas, est

$$L_s = 2\omega_e^s - 2\omega_i^s.$$

i_2. $s_L > s_i^t$. Le bord interne de la raie satellite est celui de la raie idéale et

$$L_s = 2\omega_e^s - 2\omega_i^t.$$

3° 2θ *est grand et* $s_L < s_i^t$. — Par suite de l'absorption du bâtonnet, le bord interne de la raie n'est pas le bord interne de la raie idéale, c'est celui de la raie principale ayant pour abscisse $2\omega_i^p$, intersection de la courbe relative au dos (grands 2ω) par s_L.

E. **Influence simultanée des trois facteurs; angle 2θ, largeur de la fente et absorption dans le bâtonnet.** — Plus la fente s'élargit, plus le système de courbes relatif au point F se translate vers la droite du système de courbes relatif au point F′, donc plus le domaine laissé à la variation de s_L diminue (dans le cas i_1, où $s_m < s_L < s_i^t$).

Ce domaine, en effet, a pour limites (*fig.* 4) :

a. La pointe s_i^t ou le minimum s_m de la courbe relative au point F;

b. Le point d'intersection (grands 2ω) de la courbe « fixe » du dos ressortissant au système de courbes du point F′ (petits angles), avec la partie mobile (face) de la courbe relative au point F. Ce point d'intersection parcourt la courbe du dos du point F′ jusqu'à ce que la largeur de la fente soit telle que le minimum ou la pointe de la courbe du point F, vienne en contact avec la courbe du point F′.

Si la fente s'élargissait davantage, il y aurait empiètement de la raie satellite sur la raie principale, c'est-à-dire que la raie satellite formerait un plateau d'intensité bordant latéralement la raie principale.

F. **Influence sur l'existence de la raie satellite du diamètre ρ du bâtonnet.** — Une diminution du diamètre ρ du bâtonnet entraînerait simultanément une variation proportionnelle des ordonnées ($s_M = 2\rho$) et des abscisses [domaine total

$$\Delta 2\omega = \frac{2\rho}{R\sqrt{\frac{R^2}{a^2} + \frac{2R}{a}\cos 2\theta + 1}}$$

des courbes $s = \varphi(2\omega)$], rendant imperceptible ou inexistante la raie satellite.

G. **Bord interne de la raie principale.** — Comme nous l'avons déjà constaté, le bord interne de la raie principale (ultime rayon issu du point F′ de la fente qui ne soit pas absorbé par le bâtonnet) résulte de l'intersection par le chemin limite s_L de la courbe « fixe » du dos relative au point F′ au delà de s_M (grands 2ω), par la parallèle s_L à l'axe des 2ω.

Ce point d'intersection par s_L étant inférieur au maximum s_M des courbes, cela signifie que le rayon aboutissant au dos du bâtonnet est compris entre le rayon mené de F′ tangentiellement au bâtonnet à la partie supérieure et le rayon de même origine passant par le centre du bâtonnet.

On peut exprimer facilement sa différence angulaire $2\omega_i^p$ en fonction des données géométriques de l'appareil et du coefficient d'absorption μ dans le bâtonnet.

Dans ce cas, en reprenant les notations déjà employées par Lilh dans les premières figures, on a

$$s_2 = 0, \qquad \mu = \eta, \qquad s_L = 2\rho\cos\eta,$$

avec

$$\sin\eta = \frac{a}{\rho}\sin(\psi - \delta) = \frac{a}{\rho}(\psi - \delta) = \sqrt{1 - \frac{s_L^2}{4\rho^2}},$$

d'où

$$\psi = \delta + \frac{\rho}{a}\sqrt{1 - \frac{s_L^2}{4\rho^2}},$$

$$2\omega_i^p = \frac{f}{a} - \frac{s_L \sin 2\theta}{2R} + \frac{\rho}{R}\left(\frac{R}{a} + \cos 2\theta\right)\sqrt{1 - \frac{s_L^2}{4\rho^2}}.$$

Mais si l'on admet que le rayonnement est totalement absorbé après qu'il a traversé une épaisseur s_L de manière telle que

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\mu s_L} = \frac{1}{10^x},$$

x restant à définir expérimentalement, on a, pour s_L,

$$s_L = \frac{2{,}3026}{\mu}x.$$

D'où l'on obtient en fonction de μ

$$2\omega_i^p = \frac{f}{a} - \frac{2{,}3x}{2\mu R}\sin 2\theta + \frac{1}{2\mu R}\left(\frac{R}{a} + \cos 2\theta\right)\sqrt{4\mu^2\rho^2 - (2{,}3)^2x^2},$$

équation qui devra être soumise à l'expérience à partir de la largeur angulaire de la raie principale donnée par :

$$Lp = 2\omega_e - 2\omega_i^p = \frac{\rho}{R}\sqrt{1 + \frac{R^2}{a^2} + \frac{2R}{a}\cos 2\theta} + \frac{2{,}3}{2\mu R}x\sin 2\theta - \frac{1}{2\mu R}\left(\frac{R}{a} + \cos 2\theta\right) \times \sqrt{4\mu^2\rho^2 - (2{,}3)^2x^2}.$$

Manuscrit reçu le 27 juin 1951.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Debye. — *Ann. Physik*, 1914, **43**, 49; Greenwood. — *Phil. Mag.*, 1927, **1**, 963; Laue. — *Z. Krist.*, 1926, **64**, 115.

[2] Pauli. — *Z. Krist.*, 1922, **56**, 604; Regler. — *Z. Physik* 1931, **32**, 680; Van Arkel. — *Z. Krist.*, 1928, **67**, 235; Kolkmeyer et Moesveld. — *Z. Krist.*, 1931, **80**, 63; Blake. — *Rev. Mod. Physics*, 1933, **5**, 169.

[3] Taylor A. et Sinclair H. — *Proc. Phys. Soc.*, 1945, **57**, 108.

[4] Claassen A. — *Phil. Mag.*, 1927, **9**, 57.

[5] Stora C. — *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **232**, 84.

[6] Lihl F. — *Z. Krist.*, 1932, **83**, 193.

SUR LE RAYONNEMENT ÉLECTROMAGNÉTIQUE, PRODUIT PAR LES CHOCS D'ÉLECTRONS DANS UN MILIEU TRÈS FORTEMENT IONISÉ

Par Bernard KWAL.
Institut Henri Poincaré, Paris.

Sommaire. — On rappelle tout d'abord les propriétés du plasma ionique de Langmuir et la théorie du freinage des particules chargées qui traversent un tel milieu en subissant des chocs inélastiques. On étudie ensuite les chocs radiogènes aux vitesses relativistes, en admettant que le rayon de Debye joue le rôle de la distance d'écran. On montre que cet effet d'écran ne pourrait jouer dans les régions ionisées de l'espace interstellaire ou dans la couronne solaire que pour les énergies électroniques, supérieures respectivement à 5.10^{13} et à 10^{8} MeV.

On étudie ensuite l'émission électromagnétique de grande longueur d'onde, engendrée par les électrons faisant partie du plasma. On rappelle que les méthodes d'approximation, employées habituellement en mécanique ondulatoire pour étudier l'émission du rayonnement électromagnétique, conduisent à une section efficace divergente aux faibles fréquences. Dans le domaine qui nous préoccupe ici la théorie classique est amplement suffisante et le terme logarithmique g, qui s'y présente, doit être calculé en prenant pour le paramètre minimum $r_0 = \frac{e^2}{KT}$ et pour le paramètre maximum $r_m = \frac{v}{2\pi\nu}$, jusqu'à la fréquence limite ν_L, au-dessous de laquelle g garde une valeur constante égale à $g(\nu_L)$. On trouve que dans les régions ionisées de l'espace interstellaire $g(\nu_L) \approx 23$, tandis que dans la couronne solaire $g(\nu_L) \approx 16$.

1. Rappel des propriétés du plasma ionique. — Le milieu dont on s'occupera ici sera considéré comme étant très fortement ionisé. Nous admettrons, pour fixer les idées, que l'on ait affaire à un gaz, composé uniquement de protons et d'électrons, en équilibre thermodynamique, et que l'on soit en droit d'appliquer la théorie de Debye et Hückel [7]. Notre milieu sera donc caractérisé par l'existence autour de chaque ion d'un potentiel électrostatique de la forme

$$V(r) = \frac{e}{r} e^{-\frac{r}{D}}, \tag{1}$$

e étant la charge électrique et D le rayon de Debye qui détermine la portée des forces électrostatiques à l'intérieur du plasma ionique

$$D = \left(\frac{KT}{8\pi N e^2}\right)^{\frac{1}{2}} \approx 5\left(\frac{T}{N}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{2}$$

(K, const. de Boltzmann, T, température absolue, N, nombre d'ions par centimètre cube).

En outre, notre milieu est caractérisé par l'existence d'une fréquence propre

$$\nu_L = \left(\frac{Ne^2}{\pi m}\right)^{\frac{1}{2}} = 8\,980(N)^{\frac{1}{2}} \tag{3}$$

d'oscillations électroniques (fréquence de Langmuir) : les électrons (de masse m) vibrent avec cette fréquence lorsqu'ils se trouvent écartés de la position d'équilibre.

2. Freinage des particules chargées à la suite des collisions inélastiques. — Lorsqu'une particule chargée traverse un tel milieu avec une vitesse supérieure à la vitesse qui correspond à la température T du milieu, elle provoque le déplacement de des ions deux signes, les uns par rapport aux autres. La polarisation résultante du milieu exerce une action freinante sur le mouvement de la particule chargée et cette polarisation s'étend dans le milieu jusqu'à la distance limite $p_{max} = \frac{v}{\nu_L}$, au delà de laquelle les chocs deviennent adiabatiques. Grâce à ces considérations, et en tenant compte du fait que le champ à l'intérieur du plasma n'est pas coulombien nous avons calculé récemment [14] les pertes d'énergies que subissent les particules chargées traversant un milieu très fortement ionisé.

3. Collisions radiogènes aux vitesses relativistes. — Lorsque la particule rapide est un électron, les déviations qu'elle subit dans le champ électrostatique des noyaux sont accompagnées d'émission d'un rayonnement électromagnétique. Ces chocs radiogènes donnent naissance au spectre continu des rayons X, qui s'étend à partir des grandes

longueurs d'onde vers la longueur d'onde limite $\lambda_{\rm lim}$, donnée par la formule d'Einstein

$$\frac{hc}{\lambda_{\rm lim}} = \frac{1}{2} mv^2, \tag{4}$$

v étant la vitesse de la particule et c, celle de la lumière. La théorie classique de ce spectre a été développée par Kramers [13] et la théorie ondulatoire quantique par Sommerfeld [23]. Cette dernière, qui s'appuie sur les solutions exactes de l'équation de Schrödinger, est valable pour toutes les valeurs des vitesses non relativistes; elle n'est donc pas limitée aux vitesses qui satisfont à la relation $v \geqslant \frac{Zc}{137}$, comme ceci est exigé dans les théories basées sur l'approximation de Born.

Aux vitesses relativistes, nous pouvons, en général, faire appel à cette dernière approximation et l'on trouve alors (Heitler [10], chap. III, § 17) que l'intensité $I_\nu \, d\nu$ du rayonnement émis dans la bande $(\nu, \nu + d\nu)$ par un électron d'énergie initiale E_0 est donnée par la formule

$$I_\nu \, d\nu = \frac{4\pi Z^2 e^6}{hm^2 c^5}(E_0 - h\nu) \times \left[-\frac{2}{3} + \frac{E_0^2 + (E_0 - h\nu)^2}{E_0(E_0 - h\nu)}\right] \times \left[2 \log \frac{2E_0(E_0 - h\nu)}{mc^2 h\nu} - 1\right] \tag{5}$$

qui diverge logarithmiquement aux faibles fréquences. Mais l'émission de celles-ci correspond aux grands paramètres de choc pour lesquels le champ n'est plus coulombien (effet d'écran) [2]. Dans le cas des plasmas ioniques, cette circonstance a lieu pour les paramètres de choc de l'ordre du rayon D de Debye.

Nous pouvons donc admettre que dans les milieux très fortement ionisés, la section efficace $\Phi_{\rm rad}$ pour les chocs radiogènes, possède la valeur

$$\Phi_{\rm rad} = 4\bar{\Phi} \log \frac{2E_0}{mc^2}, \qquad \bar{\Phi} = \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \frac{1}{137} \tag{6}$$

dans le domaine des énergies relativistes et ne devient indépendante de l'énergie et égale à

$$\Phi_{\rm lim} = 4\bar{\Phi} \log \frac{D}{\lambda_0}, \qquad \lambda_0 = \frac{h}{2\pi mc} = 3{,}85.10^{-11} \text{ cm} \tag{7}$$

que pour les énergies

$$E_0 \geqslant \frac{D}{\lambda_0} mc^2 \approx 0{,}65 \left(\frac{T}{N}\right)^{\frac{1}{2}} . 10^{11} \text{ MeV}. \tag{8}$$

On trouve ainsi que pour les régions ionisées de l'espace interstellaire ($N \approx 1$, $T \approx 10^6$)

$$E_0 \geqslant 5.10^{13} \text{ MeV}.$$

tandis que pour les couches profondes de la couronne solaire ($N \approx 10^8$, $T \approx 10^6$)

$$E \geqslant 10^8 \text{ MeV}.$$

On voit ainsi que, même dans le cas des électrons les plus rapides que l'on puisse rencontrer dans la Nature, la section efficace $\Phi_{\rm rad}$ des chocs radiogènes, dans les milieux très fortement ionisés de l'espace interstellaire ou des atmosphères stellaires, sera toujours une fonction logarithmique de l'énergie de l'électron. La notion de l'unité de radiation, telle qu'on la définit pour les électrons traversant la matière ordinaire, semble donc perdre là toute sa signification.

4. **Théorie de l'émission électromagnétique de grande longueur d'onde.** — Revenons maintenant aux électrons ayant des vitesses non relativistes et demandons-nous quelle est l'intensité des ondes électromagnétiques dans le spectre continu des rayons X, que ces électrons émettent au cours des chocs radiogènes. Ce problème intéresse au premier chef la Radioastronomie, depuis que Jansky [12] a fait la découverte de l'existence des ondes radioélectriques d'origine extra-terrestre, galactique, découverte qui a été complétée depuis 1945 par la détection des ondes d'origine solaire [11, 22].

Parmi ces dernières, on doit distinguer celles qu'on peut associer à l'émission du soleil calme, de celles qui présentent une corrélation avec l'activité solaire.

L'intensité des ondes centimétriques et des ondes métriques du soleil « calme » correspond à l'émission d'un corps noir de température variant de 10^5 à 2.10^6 degrés [20]. On attribue ce rayonnement à l'émission thermique des électrons de la couronne solaire.

En présence des éruptions solaires, on constate un rayonnement de 100 à 10 000 fois plus intense, et même davantage, ce dernier semblant provenir des régions peu étendues, situées au voisinage des plages actives du soleil.

Différents mécanismes ont été proposés pour expliquer ce rayonnement. Pour tenir compte également des corrélations qui semblent exister avec l'intensité du rayonnement cosmique, nous avons récemment attiré l'attention [15] sur le fait que les protons des radiations cosmiques primaires sont susceptibles de rayonner, dans les champs magnétiques intenses des taches solaires et des étoiles magnétiques de Babcock, les ondes électromagnétiques dans la gamme de longueurs d'ondes qui sont effectivement observées dans les ondes radioélectriques d'origine extra-terrestre.

Pour ce qui est du rayonnement des électrons de la couronne, on peut essayer d'adapter à son étude les théories de l'émission du spectre continu des rayons X.

En ce qui concerne la théorie de Sommerfeld et toutes les théories quantiques apparentées, elles tombent en défaut du côté de grandes longueurs d'onde. Elles conduisent, en effet, pour l'émission d'un quantum correspondant à la tranche spectrale (ν, $\nu + d\nu$), à une probabilité (section efficace) proportionnelle à $\frac{d\nu}{\nu}$, qui diverge aux faibles fréquences [18, 19]. Ce résultat est inhérent à la méthode d'approximation employée, basée sur un développement en série de puissances de $\frac{2\pi e^2}{hc}$, comme l'ont montré en détail Bloch et Nordsieck [3]. Les théories quantiques usuelles (comme la théorie de Sommerfeld), n'étudient que les processus dans lesquels ne se trouve émis qu'un seul quantum $h\nu$. Ce sont les processus qui ont lieu près de la limite du spectre continu où joue la relation d'Einstein. Mais du côté des fréquences très faibles, ce sont les phénomènes avec l'émission *simultanée* d'un grand nombre des quanta qui prédominent. On doit donc s'attendre à ce que la probabilité de l'émission d'un nombre fini des quanta tende vers zéro, tandis que la probabilité de l'émission simultanée d'un nombre infini des quanta soit finie. C'est ce que montre l'analyse approfondie de Bloch et Nordsieck. Il résulte de ces considérations que les tentatives de différents auteurs, faites en vue de trouver, à partir des formules quantiques, de Sommerfeld celles qui conviennent à la région de grandes longueurs d'onde, apparaissent comme vaines et plutôt incorrectes.

En revanche, nous nous trouvons ici, en général, dans le domaine d'applicabilité de la théorie classique du rayonnement.

Considérons, en effet, un choc radiogène, de durée T, des particules chargées entre lesquelles s'exerce un potentiel d'interaction $V(r)$. Ce choc met en jeu une quantité $V(r)\,T$ d'*Action* et l'énergie E_ν rayonnée sur la fréquence ν est alors donnée par l'expression

$$E_\nu = 2\pi A\nu = 2\pi V(r)\,T\nu. \quad (9)$$

La condition d'applicabilité de la théorie classique du rayonnement est que E_ν contient un très grand nombre des qunta $h\nu$

$$E_\nu = 2\pi V(r)\,T\nu \gg h\nu, \qquad (A \gg h). \quad (10)$$

Comme, d'autre part, $E_\nu < \frac{1}{2} mv_2$, on voit immédiatement que le domaine d'applicabilité de la théorie classique du rayonnement correspond à la région de grandes longueurs d'onde du spectre continu, loin de l'arête où règne la loi d'Einstein.

La durée de choc T est égale à $\frac{r}{v}$ et l'on voit que la condition d'applicabilité de la théorie classique est indépendante du paramètre de choc r, *si, et seulement si, le potentiel d'interaction* $V(r)$ *est du type coulombien* $\frac{Ze^2}{r}$. On obtient dans ce cas l'inégalité, bien connue

$$\frac{2\pi Ze^2}{v} \gg h. \quad (11)$$

Mais lorsque le champ d'interaction décroît plus vite que le champ coulombien et est, par exemple, du type $\frac{Ze^2}{r} e^{-\frac{r}{D}}$ comme c'est le cas du potentiel atomique qui tient compte de l'effet d'écran et *du potentiel qui règne à l'intérieur du plasma ionique*, la condition d'applicabilité de la théorie classique dépend du paramètre de choc. On trouve dans notre cas que l'on doit avoir

$$\frac{2\pi Ze^2}{v} e^{-\frac{r}{D}} \gg h. \quad (12)$$

Pour une vitesse v donnée, aussi petite qu'elle soit, il existe un paramètre limite $r_{\lim}$ au delà duquel la théorie classique des chocs radiogènes n'est plus valable. C'est la même conclusion, à laquelle arrivent Williams [25] et Bohr [5] en théorie des chocs inélastiques sans émission du rayonnement.

5. Émission électromagnétique de grande longueur d'onde au cours des chocs électroniques radiogènes à l'intérieur du plasma ionique. — Nous avons maintenant tous les éléments nécessaires pour discuter le problème de l'émission électromagnétique de grande longueur d'onde à l'intérieur du plasma ionique. Nous allons admettre que l'on puisse considérer les électrons avec une vitesse uniforme, déterminée par la température T du plasma

$$\frac{1}{2} mv^2 = KT. \quad (13)$$

Comme nous envisageons la théorie classique des chocs, l'intégration sur les paramètres de choc doit se faire entre la distance r_0, qui correspond au minimum de la distance d'approche et qui est donnée par la relation

$$V(r_0) = \frac{1}{2} mv^2, \quad (14)$$

et le paramètre maximum r_m, qui correspond à la durée de choc $\frac{r_m}{v}$ de même ordre de grandeur que la période $\frac{1}{2\pi\nu}$ du rayonnement émis. Il s'introduit ainsi un terme logarithmique

$$g = \log \frac{r_m}{r_0} = \log \frac{v}{2\pi\nu r_0}, \quad (15)$$

dans le cas du champ coulombien $r_0 = \frac{2e^2}{mv^2}$, et le terme logarithmique est le même que celui qui figure dans la théorie des chocs de Bohr [4].

Dans le cas du plasma ionique, le champ d'interaction n'est pas rigoureusement coulombien. Mais nous pourrons encore prendre comme paramètre de choc minimum

$$r_0 = \frac{2e^2}{mv^2} \approx \frac{e^2}{KT}, \qquad \text{si} \qquad r_0 \ll D,$$

D étant le rayon de Debye. Et comme $r_0 = \frac{1}{D^2 N}$, la condition

$$r_0 \ll D \tag{16}$$

revient à la condition

$$D^3 N \gg 1, \tag{17}$$

qui n'est autre que la condition même d'applicabilité des raisonnements de Debye à l'étude des milieux très fortement ionisés, à savoir l'existence de plus d'un ion à l'intérieur du volume défini par le rayon de Debye. Nous voyons donc que, dans le cas du plasma ionique en équilibre thermique, nous pouvons prendre comme limite inférieure pour les paramètres des chocs radiogènes classiques, la grandeur

$$r_0 = \frac{e^2}{KT}. \tag{18}$$

Il reste à examiner la valeur maximum des paramètres des chocs. Certains auteurs [6, 21, 24] ont admis que cette valeur maximum correspond à la distance entre deux chocs successifs, en prenant pour cette distance la distance moyenne entre les ions dans le plasma ! Le raisonnement en question nous paraît complètement incorrect. Le champ électrostatique émanant d'un ion possède dans le plasma une portée égale à D qui est de beaucoup supérieure à la distance moyenne entre les ions. C'est seulement à partir de la distance D que les ions du plasma commencent à se faire écran, c'est donc la considération de cette distance qui importe dans la détermination des limites supérieures pour les paramètres de choc. Nous allons donc admettre que l'émission d'une fréquence ν dont la période $\frac{1}{2\pi\nu}$ est inférieure à la durée de choc limite

$$T_{\text{lim}} = \frac{2D}{v} = 2D\left(\frac{m}{2KT}\right)^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{2\pi\nu_{\text{L}}} \tag{19}$$

n'est pas affectée par l'effet d'écran et que le terme logarithmique est égal à

$$g = \log\frac{v}{2\pi\nu r_0} = \log\frac{(KT)^{\frac{3}{2}}}{2\pi\nu e^2 (2m)^{\frac{1}{2}}}, \tag{20}$$

mais pour les fréquences ν inférieures à la fréquence critique ν_{L}, le terme g prend une valeur constante, indépendante de la fréquence ν émise, et égale à

$$g_{\text{L}} = \log\frac{v}{2\pi\nu_{\text{L}} r_0} \approx \log\frac{D}{r_0}$$
$$= \log D^3 N \approx \log\left(125\, T^{\frac{3}{2}} N^{-\frac{1}{2}}\right). \tag{21}$$

Dans les régions ionisées de l'espace interstellaire ($T = 10^5$ et $N = 1$), on obtient pour g_{L} une valeur de l'ordre de 23, tandis que dans la couronne solaire ($T = 10^6$ et $N = 10^8$) une valeur de l'ordre de 16. Pour des fréquences inférieures à 10^8 dans le premier cas, et pour les fréquences inférieures à 10^4 dans le second cas, les intensités émises devraient être en principe indépendantes de la fréquence et correspondre aux valeurs de g_{L} ci-dessus. Mais, pour les ondes de ces fréquences, l'indice de réfraction K du milieu ionisé, où elles sont émises (en l'absence du champ magnétique)

$$K = \left(1 - \frac{Ne^2}{m\nu^2}\right)^{\frac{1}{2}} = \left(1 - \frac{\nu_{\text{L}}^2}{\nu^2}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{22}$$

devient imaginaire et leur propogation empêchée, à moins qu'il ne se trouve au voisinage un autre milieu moins dense, dans lequel elles puissent pénétrer.

Remarquons enfin que, lorsque ν est suffisamment faible par rapport à ν_{L}, la théorie classique qui fait intervenir les paramètres de choc grandes par rapport à D, ne se trouve plus applicable, car la condition (12), n'est plus satisfaite.

Manuscrit reçu le 22 mai 1951.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Bethe H. A. — *Z. Physik*, 1932, **76**, 293.
[2] Bethe H. A. — *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 1934, **30**, 524.
[3] Bloch F. et Nordsieck A. — *Phys. Rev.*, 1937, **52**, 54 et 59.
[4] Bohr N. — *Phil. Mag.*, 1913, **25**, 10; 1915, **30**, 581.
[5] Bohr N. — *Det. Kgl. Dauske Vid. Selskal*, 1948, **18**, (8).
[6] Burkhardt G., Elwert G. et Unsöld A. — *Z. Astr.*, 1948, **25**, 310.
[7] Debye P. et Hückel E. — *Physik. Z.*, 1923, **24**, 185.
[8] Denisse J. F. — *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 164.
[9] Gabor D. — *Z. Physik*, 1933, **84**, 474.
[10] Heitler W. — *Quantum Theory of Radiation*, 1944 (2e éd.).
[11] Hey J. S. — *Nature*, 1946, **157**, 47.
[12] Jansky K. G. — *Proc. Inst. Radio Eng.*, 1932, **20**, 1920.
[13] Kramers H. A. — *Phil. Mag.*, 1923, **46**, 836.
[14] Kwal B. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **230**, 1662; *J. Phys. Rad.*, 1951, **12**, 805.
[15] Kwal B. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **231**, 1057; *J. Phys. Rad.*, 1951, **12**, 66; *Ann. Astroph.*, 1951, **14**, 189.
[16] Langmuir I. — *Proc. Nat. Acad. Am.*, 1928, **14**, 627.
[17] Maue A. W. — *Ann. Physik*, 1932, **13**, 161.
[18] Mott N. F. — *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 1931, **27**, 255.
[19] Mott N. F. et Massey H. S. W. — *The Theory of Atomic Collisions*, 1949 (2e éd.), chap. XV, § 9 et 10.
[20] Ryle M. — *Rep. Progress Phys.*, 1950, **13**, 184.
[21] Shklowski J. S. — *Russ. Astron. J.*, 1947, **23**, 333.
[22] Southworth G. C. — *J. Frank Inst.*, 1945, **239**, 285.
[23] Sommerfeld A. — *Ann. Physik*, 1931, **11**, 257.
[24] Townes C. H. — *Astroph. J.*, 1946, **105**, 235.
[25] Williams E. J. — *Rev. Mod. Physics*, 1945, **17**, 217.

EXPOSÉS ET MISES AU POINT BIBLIOGRAPHIQUES

LES RÉACTIONS (γ, n)

Par ARMAND LATASTE.
Laboratoire de Physique des Rayons X.

Sommaire. — L'auteur rappelle les premières observations de réactions (γ, n) et les conditions de ces réactions. Il étudie ensuite les seuils des réactions [pour une quarantaine de réactions (γ, n), trois tableaux donnent les seuils calculés et observés et les activités du produit] les sections efficaces de ces réactions, les sections efficaces de résonance et la théorie de Goldhaber et Teller, la photodésintégration multiple par les rayons γ de très haute fréquence, l'affinité des réactions (γ, n) et $(n, 2n)$ et, enfin, l'utilisation des réactions (γ, n) comme sources de neutrons.

1. **Introduction.** — Cette réaction du type

$$(Z, A) + h\nu = (Z, A-1) + {}^0n_1$$

a été observée, pour la première fois en 1934, par Szilard et Chalmers sur le bérylium (*Nature*, 1934, **134**, 494) et par Chadwick et Goldhaber sur le deutérium (*Proc. Roy. Soc.*, 1935, **151**, 479).

Ces derniers auteurs ont pu, grâce à cette réaction, donner, dès 1934, une bonne détermination de la masse du neutron.

Pour qu'une réaction (γ, n) soit possible, il est nécessaire que l'énergie du rayonnement γ soit au moins égale à l'énergie de liaison de la particule éjectée. Le neutron, électriquement neutre, n'a pas de difficulté pour traverser la barrière de potentiel du noyau; on pourra donc, grâce aux réactions (γ, n) obtenir l'énergie du neutron dans le noyau cible.

Le noyau final peut être stable ou radioactif.

S'il est stable, les processus (γ, n) ne peuvent être mis en évidence que par l'action secondaire du neutron.

S'il est radioactif, sa décroissance et l'énergie de ses particules émises peuvent être, en général, facilement déterminées.

Nous étudierons successivement :

Les seuils de réactions (γ, n);
Les sections efficaces de ces réactions;
Les sections efficaces de résonance et la théorie de Goldhaber et Teller;
La photodésintégration multiple par les rayons γ de très haute fréquence;
L'affinité des réactions (γ, n) et $(n, 2n)$;
Les réactions (γ, n) comme source de neutrons.

2. **Seuils de réaction** (γ, n). — Pour déterminer le seuil théorique des réactions (γ, n), il est nécessaire de connaître la masse du neutron, les masses exactes des atomes et la teneur en énergie de la réaction. Mais les masses atomiques n'ont pas été, à ce jour, toutes déterminées au spectrographe de masse. On utilise alors l'expression semi-empirique de Weizacker (*Z. Phys.*, 1935, **96**, 431) :

$$M(A, Z) = A - 0{,}0081\,Z - 0{,}00611\,A + 0{,}014\,A^{\frac{2}{3}} + 0{,}083\left[\frac{\left(\frac{A}{2}-Z\right)^2}{A}\right] + 0{,}000627\,\frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} + \delta, \quad (1)$$

A représente le nombre de masse, Z le nombre atomique, $\delta = 0$ pour A impair, $\delta = -0{,}036\,A^{-\frac{3}{4}}$ pour A pair et Z impair, $\delta = +0{,}0036\,A^{-\frac{3}{4}}$ pour A pair et Z pair.

L'énergie de liaison d'un neutron dans un noyau (A, Z) devient

$$E(A, Z) = M(A-1, Z) + Mn - M(A, Z) = 83\,\frac{Z^2}{A^2}\left[1 + 0{,}0025\,A^{\frac{2}{3}}\right] - 9{,}33\,A^{-\frac{1}{3}} - 5{,}72 + 36\,A^{-\frac{3}{4}} \text{ (u. m. } 10^{-3}) \quad (2).$$

Cette expression a été utilisée par Mc Elhinney, Hanson, Becker, Duffield et Diven (*Phys. Rev.*, 15 février 1949) pour obtenir les seuils théoriques de plusieurs réactions photonucléaires et les comparer aux seuils expérimentaux obtenus avec un bétatron de 22 MeV.

Les réactions étaient détectées, soit avec du rhodium quand le noyau était stable, soit par la période de ces noyaux quand ils étaient radioactifs.

Les seuils expérimentaux étaient obtenus en admettant que près du seuil les courbes de rendement affectaient des formes semblables et pouvaient être représentées par une fonction $Y = k\,a^2$, où Y est le rendement par unité d'intensité de rayons X mesuré par l'ionisation dans une chambre à parois épaisses et à la différence entre l'énergie maximum et l'énergie du seuil observé.

Les seuils théoriques des réactions ${}^4Be_9\,(\gamma, n)\,{}^4B_8$ et ${}^6C_{12}\,(\gamma, n)\,{}^6C_{11}$ furent utilisés comme seuils étalons.

Leurs valeurs étaient prises égales à $1,63 \pm 0,03$ MeV et $18,7 \pm 0,1$ MeV.

Les valeurs trouvées par ces auteurs, pour les divers échantillons étudiés, sont indiquées par le tableau I.

TABLEAU I.

Réactions (γ, n).	Activité observée.	Seuils observés (en MeV).	Seuils théoriques (en MeV).
${}^{1}H_2$ (γ, n) ${}^{1}H_1$....	n	$2,20 \pm 0,05$	$2,19 \pm 0,03$
${}^{4}Be_9$ (γ, n) ${}^{4}Be_8$....	n	étalon	$1,63 \pm 0,03$
${}^{6}C_{12}$ (γ, n) ${}^{6}C_{11}$....	20,5 mn	étalon	$18,7 \pm 0,1$
${}^{7}N_{14}$ (γ, n) ${}^{7}N_{13}$....	10 mn	$10,65 \pm 0,2$	$10,51 \pm 0,1$
${}^{12}Mg_{24}$ (γ, n) ${}^{12}Mg_{23}$...	11,6 s	$16,2 \pm 0,3$	$15,5 \pm 1,0$
${}^{13}Al_{27}$ (γ, n) ${}^{13}Al_{26}$...	7 s	$14,00 \pm 0,4$	$11,1 \pm 1,00$
${}^{14}Si_{28}$ (γ, n) ${}^{14}Si_{27}$...	5 s	$16,8 \pm 0,4$	$16,00 \pm 1,00$
${}^{19}K_{39}$ (γ, n) ${}^{19}K_{38}$....	7,5 mn	$13,2 \pm 0,2$	$12,7 \pm 1,5$
${}^{20}Ca_{40}$ (γ, n) ${}^{20}Ca_{39}$...	1 s	$15,9 \pm 0,4$	–
${}^{26}Fe_{54}$ (γ, n) ${}^{26}Fe_{53}$...	8,9 mn	$13,8 \pm 0,2$	–
${}^{29}Cu_{63}$ (γ, n) ${}^{29}Cu_{62}$...	12,8 h	$10,2 \pm 0,2$	–
${}^{29}Cu_{65}$ (γ, n) ${}^{29}Cu_{64}$...	10 mn	$10,9 \pm 0,2$	–
${}^{35}Br_{79}$ (γ, n) ${}^{35}Br_{78}$...	64 mn	$10,7 \pm 0,2$	–
${}^{35}Br_{81}$ (γ, n) ${}^{35}Br_{80}$...	18 mn	$10,2 \pm 0,2$	–
${}^{51}Sb_{121}$ (γ, n) ${}^{51}Sb_{120}$...	17 mn	$9,25 \pm 0,2$	–
${}^{53}I_{127}$ (γ, n) ${}^{53}I_{126}$....	n	$9,30 \pm 0,2$	–
${}^{73}Ta_{181}$ (γ, n) ${}^{73}Ta_{180}$..	8,2 mn	$7,7 \pm 0,2$	–
${}^{83}Bi_{209}$ (γ, n) ${}^{83}Bi_{208}$..	n	$7,45 \pm 0,2$	–

Dans le tableau I, les seuils théoriques ont été obtenus avec des masses atomiques connues.

Le tableau II complète le tableau I en ce sens que les seuils théoriques ont été obtenus par la formule (2).

Dans la colonne 6, la seconde valeur de l'énergie de liaison est tirée de l'expression de Feenberg (*Rev. Mod. Phys.*, 1947, **19**, 239).

TABLEAU II.

Élément.	A.	Z.	Z_A.	Énergie de liaison. Équation (2).	Feenberg.	Seuils observé (en MeV).
Fe...	54	26	24,5	12,6	12,6	$13,8 \pm 0,2$
Cu...	63	29	28,5	11,1	11,1	$10,9 \pm 0,2$
Cu...	65	29	29,3	10,0	10,0	$10,2 \pm 0,2$
Zn...	64	30	28,9	11,7	11,9	$11,6 \pm 0,4$
Se...	82	34	36,0	8,0	8,3	$9,8 \pm 0,5$
Br...	81	35	35,7	9,0	9,8	$10,2 \pm 0,2$
Br...	79	35	34,8	10,0	10,8	$10,7 \pm 0,2$
Mo...	94	42	41,0	10,8	10,5	$13,5 \pm 0,4$
Ag...	109	47	47,5	9,0	9,4	$9,3 \pm 0,5$
Ag...	107	47	46,7	9,6	10,1	$9,5 \pm 0,5$
In...	115	49	49,5	8,7	9,4	$9,5 \pm 0,5$
Sb...	121	51	51	8,4	9,6	$9,25 \pm 0,2$
I....	127	53	53,0	8,2	9,3	$9,3 \pm 0,2$
Ta...	181	73	73	7,7	7,7	$7,7 \pm 0,2$
Bi...	209	83	83	7,1	7,2	$7,45 \pm 0,2$

Hanson, Duffield, Knight, Diven, Palevsky (*Phys. Rev.*, 15 août 1950, p. 578) ont déterminé le seuil de réaction pour deux autres corps; leurs valeurs sont données par le tableau III.

En général, l'accord entre les seuils calculés et les seuils observés est acceptable, sauf pour Zr_{90}, Mo_{92} et Pr_{141} qui ont une stabilité particulièrement grande, donc un seuil (γ, n) anormalement élevé.

M. Mayer (*Phys. Rev.*, 1948, **74**, 235) a constaté que les noyaux possédant 50 et 82 neutrons sont très stables et, par suite, l'énergie de liaison est importante.

La divergence concernant le molybdène Mo entre les tableaux II et III provient du fait, qu'en réalité, l'isotope stable Mo_{92} est seul responsable du haut seuil de la réaction (γ, n) comme le montre le tableau III.

TABLEAU III.

Isotope probable.	Activité.	Seuils observés.	Énergie de liaison calculée. Équation (2).	Feenberg.
${}^{25}Mn_{55}$...	n	$10,15 \pm 0,2$	10,9	10,3
${}^{30}Zn_{64}$...	38 mn	$11,80 \pm 0,2$	11,7	11,9
${}^{30}Zn_{70}$...	52 mn	$9,20 \pm 0,2$	9,0	9,1
${}^{40}Zr_{90}$...	4,5 mn	$12,48 \pm 0,15$	10,1	10,4
${}^{40}Zr_{91}$...	n	$7,20 \pm 0,40$	7,5	7,1
${}^{42}Mo_{92}$...	15,5 mn	$13,28 \pm 0,15$	10,8	11,6
${}^{42}Mo_{97}$...	n	$7,10 \pm 0,30$	7,1	6,2
${}^{48}Cd_{113}$..	n	$6,44 \pm 0,15$	6,8	6,6
${}^{50}Sn_{119}$..	40 mn	$8,50 \pm 0,15$	7,3	8,1
${}^{50}Sn_{124}$..	n	$6,51 \pm 0,15$	6,6	7,1
${}^{59}Pr_{141}$...	3,5 mn	$9,40 \pm 0,1$	8,4	8,2
${}^{60}Nd_{150}$..	1,7 h	$7,40 \pm 0,20$	7,2	7,5
${}^{79}Au_{197}$..	n	$8,00 \pm 0,15$	7,4	8,0
${}^{80}Hg_{201}$..	n	$6,25 \pm 0,20$	5,9	6,5
${}^{81}Tl_{207}$...	n	$7,48 \pm 0,15$	7,0	7,6
${}^{82}Pb_{207}$...	n	$6,85 \pm 0,20$	5,9	6,5

3. **Section efficace des réactions** (γ, n). — Pour obtenir la section efficace absolue, il est nécessaire de connaître l'intensité absolue de la source émettrice de rayonnement et l'énergie de ce dernier.

Pour les corps légers, la section efficace est de l'ordre de 10^{-27} cm² et augmente pour les corps lourds jusqu'à 10^{-25} cm².

CAS PARTICULIERS DU DEUTÉRIUM ET DU BÉRYLIUM. — *a*. L'étude des réactions (γ, n) relative à ces deux corps représente une documentation très importante; nous ne citerons ici que les résultats principaux.

Le rayon γ du Na_{24} a été fréquemment utilisé; ce corps a l'avantage d'émettre un seul rayonnement β suivi de deux rayonnements γ en cascade dont seul le plus énergique provoque la réaction (γ, n).

b. Deutérium). — Bishop, Collie, Halban, Hedgran, Siegbahn, Dutoit, Wilson (*Phys. Rev.*, 15 octobre 1950) ont déterminé la valeur de la section efficace pour trois rayonnements γ différents et ont trouvé :

$15,9 \pm 0,6.10^{-28}$ cm² pour Na_{24} (2,76 MeV),
$13,9 \pm 0,6.10^{-28}$ cm² pour Th C'' (2,62 MeV),
$11,9 \pm 0,8.10^{-28}$ cm² pour Ga_{72} (2,50 MeV).

Hough (*Phys. Rev.*, 15 décembre 1950, p. 1069)

a trouvé, pour le rayonnement de 17,6 MeV de la réaction ${}^3Li_7(p, \gamma){}^4Be_8$ une valeur de

$$7,2 \pm 1,5.10^{-28} cm^2.$$

On en déduit que la section efficace sur le deutérium passe par un maximum au delà de 2,76 MeV.

c. Bérylium. — Russel, Sachs, Wattenberg et Field (*Phys. Rev.*, 15 mars 1950, p. 545) ont utilisé trois sources émettrices de rayons γ. Ils ont trouvé :

$$9,7.10^{-28} cm^2 \text{ pour } Sb_{124}(1,70 \text{ MeV}),$$
$$7.10^{-28} cm^2 \text{ pour } Na_{24} (2,76 \text{ MeV}),$$
$$3,3.10^{-28} cm^2 \text{ pour } Ga_{72} (2,50 \text{ MeV}),$$

et en ont conclu que la section efficace du ${}^4Be_7$ passait par un maximum et un minimum entre 1,63 MeV et 2,76 MeV.

Guth et Mullin (*Phys. Rev.*, 1er octobre 1948, p. 833 et *Phys. Rev.*, 15 juillet 1949, p. 234) ont établi une théorie de la photodésintégration du bérylium en supposant que le photon incident produit une transition électrique dipôle de l'état fondamental P à l'état S et D. Les maxima seraient dus aux transitions dipôle $P \rightarrow S$ et $P \rightarrow D$, le premier maximum étant représenté par la transition $P \rightarrow S$ et se trouvant à 100 keV du seuil.

d. Distribution angulaire des photoneutrons. — Pour des énergies voisines du seuil, tous les auteurs sont d'accord pour la considérer comme ayant une symétrie sphérique.

1° Pour le deutérium, Lassen (*Phys. Rev.*, 15 novembre 1948, p. 1533) a obtenu, pour le rayonnement de 2,76 MeV du Na_{24} une distribution angulaire de la forme

$$n_0 = a + b \sin^2\theta,$$

n_0 étant le nombre de protons émis par unité d'angle solide dans une direction faisant un angle θ avec la direction des γ incidents; a et b sont des constantes.

Hamermesch et Wattenberg (*Phys. Rev.*, 15 avril 1949, p. 1290 et 1er septembre 1949) ont confirmé les résultats de Lassen.

2° Pour le bérylium, ces derniers auteurs ont étudié la distribution angulaire des photoneutrons avec les rayonnements de Sb_{124} (1,70 MeV), Mn_{56} (1,81 et 2,13 MeV) et ont constaté, pour ces énergies, une distribution sphérique symétrique.

Pour le rayonnement de Na_{24} (2,76 MeV), ils obtiennent une distribution de la forme $a + b \sin^2\theta$.

Price et Kerst (*Phys. Rev.*, 15 mars 1950, p. 806) ont constaté, avec un spectre continu allant jusqu'à 22 MeV, que cette distribution angulaire avait un maximum à $\theta = 90°$.

Pour le plomb et le fer, ils n'ont pu donner, d'une façon nette, l'allure de la distribution angulaire des photoneutrons; ils ont constaté seulement un vague maximum pour $\theta = 90°$.

Cas des autres corps. — Bothe et Gentner (*Z. Physik*, 1937, **106**, 236 et 1939, **112**, 45) furent les premiers à donner quelques valeurs des sections efficaces pour le quantum de 17,6 MeV provoqué par la réaction ${}^3Li_7 (p, \gamma) {}^4Be_8$. En particulier, ils ont trouvé, pour le Cu_{63}, une section efficace égale à 2.10^{-26} cm² et 5.10^{-26} cm² pour les rayonnements de 12 MeV et 17,5 MeV.

Waffler et Hirzel (*Helv. Phys. Acta*, V, 1949, **21**, 200), Walker, Mc Daniel et Stearns (*Phys. Rev.*, 1er juillet 1950, p. 242 et 1er décembre 1950, p. 807) ont à nouveau utilisé le rayonnement de 17,5 MeV. Ces deux groupes d'auteurs ont déterminé la section efficace du Cu_{63}, mais ne sont pas d'accord sur sa valeur.

Waffler et Hirzel trouvent

$$\sigma_{17,5 \text{ MeV}} = 1,2 \pm 0,3.10^{-25} cm^2,$$

tandis que Walker, Mc Daniel et Stearns trouvent

$$0,055 \pm 0,012 \text{ barn}.$$

Waffler et Hirzel ont établi la valeur des sections efficaces relatives pour 34 corps par rapport à celle du Cu_{63} prise comme étalon.

Walker, Mc Daniel et Stearns ont opéré de la même manière. Le tableau IV donne les valeurs trouvées par Waffler et Hirzel.

Tableau IV.

Isotope stable.	Sections efficaces.	Isotope stable.	Sections efficaces.
N_{14}	0,3	Se_{82}	155
O_{16}	0,3	Br_{79}	73
F_{19}	2,5	Br_{81}	83
Mg_{24}	1,3	Rb_{87}	200
Al_{27}	2,7	Mo_{92-94}	115
Si_{28}	0,7	Mo_{100}	120
S_{32}	4,1	Pd_{110}	138
Cl_{35}	3,7	Ag_{109}	176
K_{39}	4,5	In_{115}	150
Ca_{40}	2,0	Sn_{124}	130
Sc_{45}	25	Sb_{121}	130
Ti_{45}	29	Sb_{123}	180
Cr_{50}	22	Te_{128}	152
Fe_{54}	38	Pr_{141}	81
Cu_{63}	100	Ho_{165}	54
Cu_{65}	150	Pt_{198}	200
Zn_{64}	62	Au_{197}	410
Ge_{76}	114		

Walfer et Hirzel constatent l'augmentation de la section efficace en fonction de Z et notent une brusque augmentation à partir de $A > 40$.

Walker, Mc Daniel et Stearns ont constaté, qu'à l'exception du calcium, du nickel et de l'uranium, tous les autres corps se placent sur une même courbe σ en fonction de Z) à 15 pour 100 près.

Pour le calcium, il est vraisemblable que cette position anormale est due au seuil particulièrement élevé (15,9 MeV) de la réaction. Pour l'uranium, la grande valeur de la section efficace est due au fait qu'une réaction concurrente (la photofission) intervient dans une proportion de 50 pour 100.

Price et Kerst (*Phys. Rev.*, 15 mars 1950, p. 806) utilisant un bétatron de 22 MeV, arrivent à des résultats sensiblement analogues à ceux de Walker, Mc Daniel et Stearns.

Diven et Almy (*Phys. Rev.*, 1950, **80**, 407) ont pu déterminer la variation de la section efficace sur

l'argent et sur le cuivre en utilisant un bétatron de 22 MeV. L'activité du noyau final, étudié par un compteur, par rœntgen-minute et par atome pour une réaction (γ, n) produite par un spectre continu de rayons X est donnée par l'expression

$$A = \frac{K \int_{B_n}^{E_m} \sigma(\gamma, n)E, N(E, E_m)\,\mathrm{d}E}{\int_{0}^{E_m} N(E, E_m)\,i(E)\,\mathrm{d}E},$$

où E est le quantum d'énergie, E_m l'énergie maximum, B_n le seuil (γ, n), $i(E)$ la sensibilité du rœntgenmètre en rœntgen par quantum d'énergie E et par unité de surface du faisceau, K le rendement du compteur.

Pour obtenir $N(E, E_m)$ pour chaque valeur de E_m, il faut connaître le spectre de rayons X produit par le bétatron; on utilise les spectres théoriques, car les spectres expérimentaux sont mal ou pas déterminés.

$\sigma(\gamma, n)E$ est la section efficace pour un quantum d'énergie E.

Les valeurs de $\sigma(\gamma, n)E$ furent obtenues par Diven et Almy en résolvant les équations suivantes :

$$\frac{A_1}{K} = N_{11}\sigma_1, \qquad \frac{A_2}{K} = N_{21}\sigma_1 + N_{22}\sigma_2, \qquad \ldots$$

où A_1 est l'activité par rœntgen produit par un spectre, dont E_m est à 1 MeV au-dessus du seuil (γ, n) et N_{11} le nombre de quanta dans cet intervalle de 1 MeV; A_2 est l'activité obtenue pour $E_m = B_n + 2$ MeV et N_{21} quanta dans le premier intervalle de 1 MeV et N_{22} quanta dans le deuxième intervalle; σ_2 est la section efficace pour l'intervalle 1-2 MeV au-dessus du seuil.

En opérant par tranche de 1 MeV, Diven et Almy ont ainsi obtenu la variation de la section efficace en fonction de l'énergie pour l'argent et le cuivre.

Cette variation a la forme d'une courbe en cloche passant par un maximum à 16,5 MeV pour l'argent et à 17,5 MeV pour le cuivre.

Les sections efficaces maxima sont respectivement de 0,32 barn et de 0,10 barn. Cette dernière valeur est en bon accord avec celle obtenue par Waffler et Hirzel.

Johns, Katz, Douglas et Haslam (*Phys. Rev.*, 1950, **80**, 1062) ont trouvé des formes de courbes identiques pour la variation de la section efficace avec Sb_{123}, Sb_{121} et Ta_{181}. Une petite divergence, cependant, est relevée pour le Cu_{63}, où le maximum se situe à 19,7 MeV au lieu de 17,5 MeV.

Ces auteurs trouvent :

Tableau V.

Isotope.	Seuil.	Énergie pour σ_{max}	σ_{max}.	Demi-largeur (en MeV).
Cu_{63}	10,9	17,5	0,11	6,0
Cu_{65}	10,2	19,0	0,18	6,0
Sb_{121}	9,3	14,5	0,21	5,5
Sb_{123}	9,3	14,5	0,34	5,5
Ta_{181}	8,0	13,5	0,078	4,5

Ces auteurs sont également d'accord avec Waffler et Hirzel pour la section efficace du Cu , pour $h = 17,5$ MeV.

4. **Section efficace de résonance.** — Baldwin et Klaiber (*Phys. Rev.*, 15 mai 1948, p. 1156) ont déterminé, avec un bétatron de 100 MeV, les courbes de rendement pour le C_{12} et pour le Cu_{63}. Ils constatèrent que l'expérience fait apparaître une montée rapide du rendement (γ, n), atteint un maximum et décroît rapidement.

Le maximum correspond à une énergie de 30 MeV pour C_{12} et à 22 MeV pour Cu_{63}.

Mc Elhinney, Hanson, Becker, Duffield et Diven (*Phys. Rev.*, 15 février 1949) ont constaté avec un bétatron de 22 MeV un phénomène analogue pour la réaction $Ta_{181}(\gamma, n)Ta_{180}$. Le maximum a lieu pour $E = 15$ MeV.

Nous avons vu, dans le paragraphe précédent, que Diven et Almy, Johns, Katz, Douglas et Haslam obtenaient un maximum à 16,5 MeV pour l'argent; 17,5-19,5 MeV pour le cuivre; 14,5 MeV pour l'antimoine et 13,5 MeV pour le tantale.

Katz et Penfold (*Phys. Rev.*, 1er mars 1951, p. 815) obtiennent, pour le Ph_{31} un maximum vers 19,5 MeV se situant à 6,6 MeV du seuil et ayant une demi-largeur de 7,4 MeV.

Haslam, Johns et Horsley (*Phys. Rev.*, 15 avril 1951, p. 270) ont constaté que pour la réaction $C_{12}(\gamma, n)C_{11}$, le maximum de la section efficace se produisait à 22,4 ± 0,5 MeV, la demi-largeur de résonance étant de 4,25 MeV (au lieu de 30 MeV trouvé par Baldwin et Klaiber).

Katz, Johns, Baker, Haslam et Douglas (*Phys. Rev.*, 15 avril 1951) trouvent les valeurs suivantes pour le Fe_{54}, le Ni_{58}, le Zn_{64} :

Tableau VI.

Isotope stable.	Seuils (en MeV).	Énergie pour σ_{max} (en MeV).	σ_{max} (en 10^{-24} cm²).	Demi-largeur (en MeV).
Fe_{54} ...	13,7 ± 0,2	18,3	0,067 ± 0,006	5,7
Ni_{58} ...	–	18,5	0,060 ± 0,006	4,6
Zn_{64} ...	–	18,5	0,12 ± 0,01	7,1

Le tableau suivant fait le point des résonances (γ, n) connues le 15 avril 1951 :

Tableau VII.

Réactions.	Seuils (en MeV).	Énergie pour σ_{max} (en MeV).	Énergie au-dessus du seuil (en MeV).	Demi-largeur (en MeV).
$C_{12}(\gamma, n)C_{11}$	18,7	22,4	3,7	4,25
$Al_{27}(\gamma, n)Al_{26}$ ...	14	19,6	5,6	–
$P_{31}(\gamma, n)P_{30}$	12,4	19,0	6,6	7,6
$S_{32}(\gamma, np)P_{30}$ ...	19,1	25,8	6,4	–
$Fe_{54}(\gamma, n)Fe_{53}$ ...	13,8	18,3	4,5	5,7
$Ni_{58}(\gamma, n)Ni_{57}$ ...	12,0	18,5	6,5	4,5
$Cu_{63}(\gamma, n)Cu_{62}$ ...	10,9	17,5	6,6	6,0
$Cu_{65}(\gamma, n)Cu_{64}$ ...	10,7	19,0	8,5	6,0
$Zn_{64}(\gamma, n)Zn_{63}$	11,6	18,5	6,9	7,2
$Ag_{109}(\gamma, n)Ag_{108}$ ...	9,3	16,0	6,7	7,1
$Sb_{121}(\gamma, n)Sb_{120}$ ...	9,3	14,5	5,2	5,4
$Sb_{123}(\gamma, n)Sb_{122}$ ...	9,3	14,5	5,2	5,5
$Ta_{181}(\gamma, n)Ta_{180}$ ...	8,0	13,5	5,5	4,5

Tous les auteurs sont d'accord pour constater la

position d'un maximum correspondant à une sorte de résonance de la réaction (γ, n). Les divergences portent sur l'emplacement de ce maximum et sur la largeur de résonance.

On peut en conclure que tous les corps ont une section efficace (γ, n) de résonance située à 4-9 MeV du seuil et une demi-largeur de résonance de 4,5-8 MeV.

5. **Théorie de Goldhaber et Teller.** — Goldhaber et Teller (*Phys. Rev.*, 1er novembre 1948, p. 1046) ont supposé que le rayonnement γ qui pénètre dans le noyau fait vibrer tous les protons, tandis que les neutrons restent au repos.

Le problème est traité comme celui d'un oscillateur harmonique linéaire. Le maximum de la section efficace pour chaque processus (γ, n), (γ, p), $(\gamma, 2n)$, ... correspondra, d'après Goldhaber et Teller, à une des valeurs propres de l'énergie, le premier état excité correspondant à la résonance (γ, n).

Si ξ est le déplacement relatif des protons dans le noyau, un volume $\pi R^2 |\xi|$ protons subira la vibration. Si ρ est la densité de protons dans le noyau, il y aura $\pi R^2 |\xi| \rho$ protons qui seront séparés des neutrons.

L'augmentation totale en énergie potentielle sera égale à $2\pi R^2 |\xi| \rho\varphi$, φ étant l'énergie nécessaire pour extraire un proton des neutrons environnants, c'est-à-dire l'énergie potentielle due à l'interaction neutrons-protons.

Pour de petites valeurs de ξ le potentiel variera comme $K\frac{\xi^2}{2}$ (cas de l'oscillateur harmonique linéaire), K étant la force de rappel à l'unité de distance de l'origine.

A un certain point ε, longueur à l'intérieur de laquelle l'interaction entre un neutron et un noyau passe de la valeur zéro extérieur à une grande valeur à l'intérieur, les deux expressions du potentiel auront même valeur et en différentiant, on obtient

$$2\pi R^2 \rho\varphi = K\varepsilon, \quad \text{d'où} \quad K = \frac{2\pi R^2 \rho\varphi}{\varepsilon}.$$

La masse réduite utilisée dans la vibration est la moitié de la masse des protons, soit $\frac{2}{3}\pi R^3 \rho m$, où m est la masse d'un seul nucléon.

L'expression de la fréquence est donnée par

$$\nu = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{K}{M}} = \frac{1}{2\pi}\left(\frac{3\varphi}{\varepsilon R m}\right)^{\frac{1}{2}}$$

et l'énergie de résonance sera donnée par

$$\hbar\nu = \left(\frac{3\varphi\hbar}{\varepsilon R m}\right)^{\frac{1}{2}}, \quad \text{avec} \quad \hbar = \frac{h}{2\pi}.$$

Pour la vibration dipôle, Goldhaber et Teller ont trouvé que l'absorption totale pour tous les processus est donnée par

$$\int \sigma \, d\nu = \frac{\pi^2 A e^2}{2 mc},$$

A étant le nombre de masse du noyau.

La comparaison entre cette théorie et l'expérience a été faite par Price et Kerst (*Phys. Rev.*, 15 mars 1950, p. 806) et l'accord a été considéré par ces auteurs comme acceptable.

Cameron (*Phys. Rev.*, 15 avril 1951, p. 272) constate que l'énergie correspondant à la section efficace (γ, n) maximum pour Cu_{65} (19,0 MeV); Fe_{54} (18,5 MeV); Ag_{109} (16,5 MeV); Al_{27} (19,6 MeV) et C_{12} (22,4 MeV) peut se représenter par l'expression

$$E_m = 36\, A^{-0,18},$$

$A^{-0,18}$ est sensiblement égal à $A^{-\frac{1}{6}}$ (valeur de Goldhaber et Teller) et cette expression est en harmonie avec celle de ces auteurs.

6. **Photodésintégration multiple par photons de grande fréquence.** — Quand un photon de grande énergie pénètre dans le noyau, le processus (γ, n) peut être accompagné d'autres processus de désintégration. Pour une haute excitation, l'expulsion d'un proton ou d'un neutron est également probable; le noyau résiduel peut posséder une excitation suffisante pour évaporer d'autres particules.

Baldwin et Klaiber (*Phys. Rev.*, 1er septembre 1946, p. 259) ont pu constater, à la chambre de Wilson, l'évaporation de six particules nucléaires comprenant des protons, des neutrons, des particules α en utilisant un bétatron de 100 MeV.

Les corps irradiés étaient déterminés par leurs périodes. Cette étude a porté sur 12 corps. Le lithium, le bérylium et le bore ne montrèrent pas d'activité détectable, leurs périodes étant trop petites. Le tableau suivant indique les réactions obtenues avec des rayons X de 100 MeV.

TABLEAU VIII.

Élément.	Période.	Activité.	Isotope probable.	Réaction probable.
C.....	20,5 mn	Forte	C_{11}	$C_{12}(\gamma, n)C_{11}$
N.....	9,9	»	N_{13}	$N_{14}(\gamma, n)N_{13}$
	20	Faible	C_{11}	$N_{14}(\gamma, p\,2n)C_{11}$
O.....	2,1	Forte	O_{15}	$O_{16}(\gamma, n)O_{15}$
	20	Faible	C_{11}	$O_{16}(\gamma, \alpha n)C_{11}$
F.....	1,1	Forte	F_{17}	$F_{19}(\gamma, 2n)F_{17}$
	112	»	F_{18}	$F_{19}(\gamma, n)F_{18}$
Na....	112	»	F_{18}	$Na_{23}(\gamma, \alpha n)F_{18}$
Mg...	12 s	»	Mg_{23}	$Mg_{24}(\gamma, n)Mg_{23}$
	62,5	»	Na_{25}	$Mg_{26}(\gamma, p)Na_{25}$
	14,8 h	»	Na_{24}	$Mg_{25}(\gamma, p)Na_{24}$
Al...	courte	»	Al_{25}	$Al_{27}(\gamma, n)Al_{26}$
	63 s	Modéré	Na_{25}	$Al_{27}(\gamma, 2p)Na_{25}$
	10 mn	»	Mg_{27}	
	14,8 h	»	Na_{24}	$Al_{27}(\gamma, 2pn)Na_{24}$
Si....	2,5 mn	Forte	Al_{28}	$Si_{29}(\gamma, p)Al_{28}$
	6,7	»	Al_{29}	$Si_{30}(\gamma, p)Al_{29}$
	15 h	Faible	Na_{24}	$Si_{28}(\gamma, 3pn)Na_{24}$
P.....	courte	Forte	P_{29}	$P_{31}(\gamma, 2n)P_{29}$
	2,5 mn	»	P_{30}	$P_{31}(\gamma, n)P_{30}$
	6,7 h	Modéré	Al_{29}	$P_{31}(\gamma, 2p)Al_{29}$

Ces mêmes auteurs (*Phys. Rev.*, 15 mai 1948, p. 1156) ont obtenu une désintégration du N_{14} en

trois particules α, 1 proton et 1 neutron selon le schéma

$$^{7}N_{14} + \gamma = {}^{1}H_{1} + 3\,{}^{2}He_{4} + {}^{0}n_{1}.$$

Perlmann et Friedlander (*Phys. Rev.*, 1947, **72**, 1272) et (*Phys. Rev.*, 15 août 1948, p. 442) ont fait une étude systématique avec des rayons X de 50 et 100 MeV.

Les rendements étaient comparés à celui de la réaction N_{14} (γ, *n*) N_{13} pris comme unité.

Les périodes des produits finaux, ainsi que l'énergie des rayons β étaient déterminées pour connaître la proportion des isotopes intervenant dans la réaction.

Le tableau IX donne le rendement relatif de la réaction (γ, *n*) par rapport à N_{14} (γ, *n*) N_{13} pris pour unité.

Tableau IX.

Isotope stable.	Isotope produit.	Période.	Rendement relatif par rapport à $N_{14}(\gamma, n)N_{13}$. 50 MeV.	100 MeV.
C_{12}...	C_{11}	20,5 mn	2,3	2,3
N_{14}....	N_{13}	9,9	1,0	1,00
O_{16}....	O_{15}	2,1	2,4	2,2
F_{19}....	F_{18}	1,87 h	2,8	2,7
Al_{27}...	Al_{26}	7 s	3,1	2,3
P_{31}....	P_{30}	2,5 mn	7,1	7,2
Cl_{35} ...	Cl_{34}	33	2,4	2,4
K_{39}....	K_{38}	7,6	2,6	2,6
Ni_{58} ...	Ni_{57}	36 h	6,3	6,3
Cu_{63}...	Cu_{62}	9,9 mn	35	33
Ga_{69}...	Ga_{68}	68	44	42
Ga_{71}...	Ga_{70}	20	44	43
Pd_{110}...	Pd_{109}	12,5	39	33
Ag_{109}..	Ag_{108}	2,33	46	41
Sb_{121}...	Sb_{120}	16,6	46	42
Re_{187}...	Re_{186}	92 h	86	85

Le tableau X indique le rendement relatif de la réaction (γ, *p*) par rapport à N_{14} (γ, *n*) N_{13} pris pour unité.

Tableau X.

Isotope stable.	Isotope produit.	Période.	Rendement relatif par rapport à $N_{14}(\gamma, n)N_{13}$. 50 MeV.	100 MeV.
Si_{30} ...	Al_{29}	6,8 mn	6,6	5,8
Fe_{57}...	Mn_{56}	2,62 h	7,6	7,6
Ni_{62} ...	Co_{61}	1,74 h	5,0	5,4
Mo_{98}...	Nb_{97}	76 mn	3,1	5,0
Ru_{102}..	Tc_{101}	14,5	3,7	3,6

Le tableau XI donne le rendement relatif (γ, 2*n*) et (γ, 2*p*) par rapport à N_{14} (γ, *n*) N_{13}.

Tableau XI.

Réaction.	Période.	Rendement relatif par rapport à $N_{14}(\gamma, n)N_{13}$. 50 MeV.	100 MeV.
$C_{12}(\gamma, 2n)C_{10}$ ...	Non observée	–	0,003
$F_{19}(\gamma, 2n)F_{17}$ ...	72 s	0,15	0,22
$P_{31}(\gamma, 2n)P_{29}$ ...	Non observée	–	0,1
$Cu_{63}(\gamma, 2n)Cu_{61}$...	3,2 h	2,5	3,3
$Al_{27}(\gamma, 2p)Na_{25}$...	6,3 s	0,14	0,15
$P_{31}(\gamma, 2p)Al_{29}$...	6,7 mn	0,15	0,20
$Cu_{63}(\gamma, 2p)Co_{61}$...	1,8 h	0,16	

On constate, d'après ces expériences, que :

1° les sections efficaces (γ, *n*) à 50 et 100 MeV sont sensiblement égales;

2° le rendement des réactions (γ, *n*) et (γ, *p*) sont du même ordre pour les $Z < 28$; par contre, pour les $Z > 28$ le rapport du rendement $\left(\frac{\gamma, n}{\gamma, p}\right)$ est très supérieur à 1;

3° les réactions (γ, *n*) sont beaucoup plus nombreuses que les réactions (γ, 2*n*) et (γ, 2*p*). Pour C_{12} (γ, 2*n*) C_{10}, la section efficace à 50 et 100 MeV est 800 fois plus petite que celles des réactions (γ, *n*) aux mêmes énergies; pour les autres corps, le rapport $\left(\frac{\gamma, n}{\gamma, 2n}\right)$ est de l'ordre de 5 à 10 fois;

4° le rendement des réactions (γ, *n*) accuse une augmentation brutale au voisinage de la masse 60. Pour Ni_{56}, le rendement relatif est de 6,3, alors que pour Cu_{63}, il est de 33, soit environ 5 fois plus.

7. **Affinité des réactions** (*n*, 2*n*) **et** (γ, *n*). — Jensen (*Arkiv for fysic*, 1949, **1**, n° **25**) a comparé les modes de réactions (γ, *n*) et (*n*, 2*n*).

Le processus (*n*, 2*n*) peut se représenter par

$$Z_A + {}^{0}n_1 \to Z^{*}_{A+1} \to Z^{*}_{A} + {}^{0}n_1, \qquad Z^{*}_{A} \to Z_{A-1} + {}^{0}n_1$$

et le processus (γ, *n*) par

$$Z_A + \gamma \to Z^{*}_{A} \to Z^{*}_{A-1} + {}^{0}n_1.$$

La comparaison de ces modes de réactions montre l'affinité entre ces deux processus.

Jensen a étudié le comportement (*n*, 2*n*) sur quatre noyaux : N_{14}, F_{19}, K_{39} et Sc_{45} avec un spectre de neutrons de 7 MeV d'énergie maximum.

La comparaison des processus (γ, *n*) et (*n*, 2*n*) est représentée par le tableau XII.

Tableau XII.

	N_{14}.	F_{19}.	K_{39}.	Sc_{45}.
Surplus de neutrons *A-Z*................	0	1	1	3
Période de *Z*................	10 mn	11[illegible] mn	7,5 s	[illegible],44 j et 3,97 h
Énergie de liaison des neutrons (en MeV)................	10,5	10,2	13,2	9,[illegible]
Énergie de seuil (*n*, 2*n*)................	11,3	10,7	13,5	9,4
Rendement relatif (*n*, 2*n*) avec spectre de neutrons de 7 MeV...	1	6,9	0,84	45
Section efficace relative (*n*, 2*n*)................	1	4,3	1,4	11,[illegible]
Rendement relatif (γ, *n*) avec rayons X de 100 MeV (Perlmann et Friedlander)................	1	2,7	2,6	–
Section efficace relative (γ, *n*) pour 17,5 MeV (Waffler et Hirzel)...	1	8,3	15	83

Jensen constate que les sections efficaces des deux processus augmentent avec Z, mais n'a pu encore établir un rapport complet, car les résultats expérimentaux sont rares et fragmentaires dans le domaine des énergies élevées.

8. **Les réactions (γ, n) utilisées comme source de neutrons.** — Le faible seuil de réaction sur le $^4Be_9$ permet d'obtenir des sources de neutrons modérément fortes malgré la faible section efficace.

Wiedenbeck (*Phys. Rev.*, 1er et 15 mars 1946, p. 235) utilise les rayons X produits par un générateur Van de Graaf et étudie l'intensité des neutrons en augmentant la quantité de Be dans la zone de la cible.

Avec un potentiel accélérateur de 3,2 MeV et avec un faisceau de 100 μA, le rendement est de 26 C-équiv. : g de bérylium. 200 g de bérylium peuvent être utilisés avec un rendement d'environ 20 pour 100; avec un tel rendement, on peut obtenir une équivalence de 10 C, soit 1 kg de Ra—Be.

Conclusion. — L'intérêt des réactions (γ, n) réside dans le fait que l'on a pu obtenir les valeurs expérimentales de l'énergie de liaison du dernier neutron en bon accord avec les valeurs théoriques. Néanmoins, il reste encore, dans ce domaine, à préciser les raisons des seuils élevés des noyaux ayant 50 et 82 neutrons.

Il reste aussi à déterminer le rôle des réactions concurrentes pour des énergies allant jusqu'à 100 MeV.

Le rendement des réactions (γ, pn) n'a pu être obtenu que dans quelques cas; pour les noyaux légers, les réactions (γ, αn) et (γ, αp) se trouvent dans la zone des maxima (γ, n); pour les noyaux lourds, ce sont les réactions (γ, p) qui se trouvent dans cette zone.

En outre, l'influence du rendement sur la section efficace n'est pas encore très nette pour les éléments lourds, car on ne connaît pas encore tous les isotopes, ni tous les corps subissant la capture K.

Enfin, il y a lieu, comme l'a fait Jensen, de poursuivre la comparaison des processus (γ, n) et (n, 2n).

Manuscrit reçu le 4 juillet 1951.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM. TOME 13, JANVIER 1952, PAGE 45.

REVUE DES LIVRES

The Physical reports on progress in Physics (1 vol. 25 × 18 cm, 412 pages, 1, Lowther Garden, London, 1951, 50 s).

Ce livre contient des articles d'un grand intérêt sur les résultats obtenus par des méthodes expérimentales très récentes et leur confrontation avec les théories physiques modernes.

1. *Les anomalies de structure fine de l'hydrogène et de l'atome d'hélium simplement ionisé*, par W. E. Lamb jr. — L'auteur rappelle, de façon détaillée, les théories successives des atomes hydrogénoïdes, de Bohr à Dirac.

En 1947, Lamb et Rutherford, par une méthode d'absorption résonnante, utilisant les techniques des ondes centimétriques et des faisceaux moléculaires, mesurèrent la distance de deux niveaux de structure fine de l'hydrogène, correspondant au même nombre quantique principal $n = 2$; ils mirent en évidence un écart net avec la valeur de cette distance calculée par Bethe par la théorie de Dirac.

Ce résultat est d'une très grande importance théorique. L'article décrit en détail cette belle expérience, au cours de laquelle les auteurs eurent à résoudre de très grandes difficultés, en particulier la production de faisceaux d'hydrogène excités à un niveau d'énergie métastable.

2. *Effets nucléaires dans le spectre atomique*, par E. W. Foster. — L'auteur étudie l'influence sur la distribution des niveaux d'énergie de l'atome, des diverses grandeurs physiques attachées au noyau.

L'essentiel de l'article est consacré à l'effet de la structure isotopique.

Les études optiques faites avec des isotopes séparés permettent des comparaisons avec les estimations théoriques.

Une analyse détaillée est faite des tentatives d'explication des anomalies découvertes invoquant, par exemple, la polarisabilité du noyau par les électrons optiques ou des distributions particulières des neutrons dans le noyau, suivant l'isotope considéré.

3. *La diffraction et la théorie des aberrations*, par E. Wolf. — Cette étude retrace l'ensemble des recherches relatives à la formation de l'image dans les instruments d'optique. En particulier, l'auteur étudie en détail les effets des ondes d'amplitude non uniforme.

4. *Le spectre de la lumière zénithale et de l'aurore*, par A. B. Meinel. — Revue des travaux relatifs à la lumière nocturne du ciel dans les divers domaines spectraux.

L'auteur analyse les renseignements que fournissent ces données sur les phénomènes physiques ayant lieu aux diverses altitudes de l'atmosphère.

5. *Progrès récents dans la Spectroscopie par absorption dans l'ultraviolet*, par W. C. Price. — Les progrès dans la construction des spectrophotomètres photoélectriques ainsi que de l'équipement associé sont considérables. Description du spectrophotomètre à double faisceau et des méthodes de microspectrophotométrie particulières à l'ultraviolet.

6. *Nouvelles techniques dans l'interférométrie optique*, par H. Kuhn. — *a*. Les filtres fins et les filtres d'interférence.

b. L'interférométrie spectroscopique. Progrès des méthodes utilisant les étalons Fabry-Pérot;

c. Méthodes d'étalonnage;

d. Étude des structures des surfaces; en particulier par la méthode des franges d'interférence des faisceaux multiples;

e. Les réfractomètres et les microscopes à interférence.

7. *Les corrélations angulaires dans les réactions nucléaires*, par M. Deutsch. — On doit à l'auteur la première mise en évidence d'une anisotropie dans la distribution angulaire des photons émis en cascade par certains noyaux excités.

On lui doit aussi la première étude de la corrélation entre la direction d'émission d'un photon et la polarisation du deuxième photon émis en cascade par un noyau excité.

Deutsch présente ici les considérations théoriques à la base de toutes les études sur les distributions angulaires des particules émises par un noyau dans les réactions les plus variées.

(*suite* p. 48)

LETTRES A LA RÉDACTION

ÉTALONNAGE D'UNE JAUGE DE PRESSION A FIL RÉSISTANT

Par M. Pierre Johannin,
Laboratoire des Hautes Pressions, Bellevue.

Comme appareil secondaire pour la mesure des hautes pressions, en dehors des manomètres élastiques du type Bourdon, on a principalement utilisé jusqu'ici la variation de la résistance électrique d'un fil de manganine. On sait que le choix de l'alliage utilisé présente une grande importance; il doit être extrêmement fidèle et, en outre, avoir un coefficient de température $\frac{\Delta R}{R \Delta T}$ aussi faible que possible. Les études de jauges à manganine publiées jusqu'ici sont assez anciennes. C'est pourquoi nous avons jugé utile d'entreprendre un examen de quelques alliages utilisés actuellement dans l'appareillage électrique de précision.

Nous présentons ici quelques résultats préliminaires concernant l'alliage du type manganine, de provenance anglaise (Johnson Matthev and C°) commercialement appelé « Minalpha ». Cet alliage est caractérisé par un $\frac{\Delta R}{R \Delta T}$ de 3.10^{-6} entre 15 et 30° C. La résistance est utilisée sous la forme de bobines de 25 Ω; le fil est isolé sous deux couches de soie, le seul traitement de stabilisation que nous lui avons fait subir jusqu'ici est un chauffage à 140° C pendant 3 jours. La pression qui a atteint 5 000 kg : cm² est mesurée par une balance à piston libre oscillant, elle est connue à mieux que ± 5 kg : cm², compte tenu des déformations du cylindre et du piston; en l'absence d'étalonnage direct, celles-ci ont été calculées par la théorie de l'élasticité. La température est déterminée à ± 0,02° C près et la résistance est comparée par une méthode potentiométrique à celle d'une bobine aussi semblable que possible, placée à l'extérieur de la bombe, dans le même thermostat. Le liquide transmetteur de pression est l'éther de pétrole, choisi pour sa faible viscosité. La résistance a été mesurée avec une précision de l'ordre de $\pm 3.10^{-6}$, en valeur relative.

Dans les limites de précision des appareils de mesure et essentiellement de la balance, la résistance est une fonction linéaire de la pression, le coefficient $\frac{\Delta R}{R \Delta p}$ ayant la valeur $2,305 \pm 0,003$. (kg : cm²)$^{-1}$, qui est la même aux températures de 20, 25 et 30° C. Après une montée à 5 000 kg : cm², l'hystérésis constatée ne dépasse pas 5 kg : cm². Le coefficient de pression ci-dessus est parmi les plus élevés qui ont été signalés jusqu'ici pour des manganines.

On voit donc que, pourvu que l'on se réfère à une résistance témoin en contact thermique avec la bombe, on est fondé à se servir d'une jauge de manganine comme manomètre secondaire, avec une bonne précision, sans que soit nécessaire un contrôle de la température, dans les conditions ordinaires. En outre, pour des mesures moins précises, étant donné le très faible coefficient $\frac{\Delta R}{R \Delta T}$ de l'alliage « Minalpha », il est possible de ne pas équilibrer la température des résistances externe et interne, pourvu que l'on reste au voisinage de la température normale.

Manuscrit reçu le 13 novembre 1951.

ÉTUDE MAGNÉTIQUE DES ALLIAGES LANTHANE-MANGANÈSE

Par Mlle A. Serres,
Institut de Physique de Strasbourg.

L'étude des coefficients d'aimantation d'alliages paramagnétiques en fonction de la température et de la concentration donne souvent des renseignements précis sur leur constitution.

J'ai préparé différents alliages à partir de manganèse distillé provenant du laboratoire de M. Guillaud à Bellevue dont l'aimantation paramagnétique, peu variable avec la température, est connue [1]; et de lanthane très pur, préparé au laboratoire de M. Trombe [2] et possédant l'aimantation paramagnétique faible habituelle

$\chi = 1,300.10^{-6}$ à 23°C, $\chi = 0,873.10^{-6}$ à 210,3°C,
$1,097.10^{-6}$ à 75 $0,723.10^{-6}$ à 294,5.

Les premiers alliages, dont les titres en manganèse étaient respectivement de 16, 28 et 44 pour 100 correspondaient aux proportions atomiques simples $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{1}$, $\frac{1}{2}$. Puis, deux alliages à faible teneur en un des constituants, $\frac{1}{20}$ atomique; soit 2 pour 100 spécifique de manganèse dans l'un et 89 pour 100 de manganèse dans l'autre.

Tous les alliages ont été fondus au four à induction en atmosphère d'argon; certains ont été recuits pendant plusieurs jours.

L'examen métallographique a montré que, dans aucun cas, il ne se formait de composé, mais on retrouvait toujours sous le microscope les deux mêmes phases distinctes.

Les mesures thermomagnétiques ont confirmé ce résultat. Les coefficients d'aimantation ont été mesurés entre la température ordinaire et 500° C environ. L'échantillon était enfermé dans une ampoule de verre vidée et scellée.

Tous les alliages ont montré de faibles aimantations paramagnétiques, variant peu avec la température, correspondant sensiblement à l'additivité des valeurs données par le lanthane et le maganèse, en tenant compte des proportions des deux métaux.

L'étude magnétique confirme donc le diagramme d'état établi par Rolla et Iandelli [3]. Ces auteurs ont trouvé, par l'analyse métallographique et par une étude des diagrammes de poudre aux rayons X, qu'il ne se forme aucun composé défini par fusion des deux métaux; quelles que soient les proportions du mélange, on retrouve toujours deux phases insolubles l'une dans l'autre et il existe même une lacune de miscibilité à l'état liquide entre 38 et 74 pour 100 de manganèse.

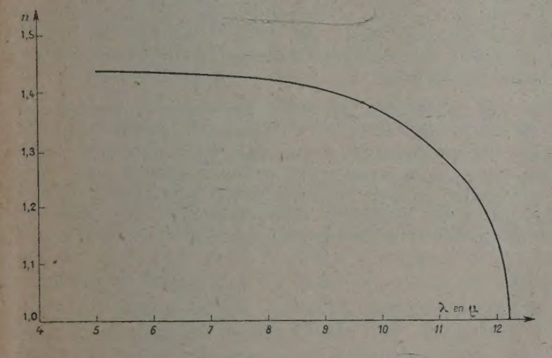
[1] Serres A. — *J. Physique Rad.*, 1938, **9**, 337.
[2] Trombe F. — *Thèse*, Paris, 1936.
[3] Rolla et Iandelli. — *Ber. dtsch. Chem. Ges.*, 1942, **75**, 2091.

Manuscrit reçu le 17 novembre 1951.

L'INDICE DE RÉFRACTION DU TÉTRACHLORURE DE CARBONE DE 5 A 15 μ

Par Mme Ramadier-Delbès,
Laboratoire Infra rouge, P. C. B.

L'indice de réfraction du tétrachlorure de carbone a été calculé à partir des spectres cannelés d'interférences obtenus en éclairant une mince couche de liquide comprise entre les lames d'un interféromètre. Les mesures d'épaisseur de la couche mince, la détermination des ordres d'interférences et les effets dus aux semi-métallisations, ont été décrits dans des articles précédents [1], [2], [3].



Les résultats mettent en évidence la dispersion anomale du tétrachlorure de carbone au voisinage de la bande d'absorption située vers 800 cm⁻¹; ils permettent de prolonger la courbe obtenue par Pfund [4] par la méthode du prisme et de rejoindre celle de I. Simon [5], qui détermine la dispersion du tétrachlorure de carbone à l'intérieur de la bande d'absorption par une méthode de réflexion.

[1] *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 622.
[2] *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **232**, 1194.
[3] *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **232**, 1920.
[4] Pfund. — *J. Opt. Soc. Amer.*, 1935, **25**, 352.
[5] Simon I. — *J. Opt. Soc. Amer.*, 1951, **41**, 336.

Manuscrit reçu le 26 novembre 1951.

SUR LE POTENTIEL AXIAL DE LA LENTILLE A TROIS ÉLECTRODES

Par MM. Pierre Grivet et Michel Bernard,
Laboratoire de Radioélectricité de l'E. N. S.,

1. Il est possible de faire l'étude théorique d'une lentille électrostatique en représentant la fonction caractéristique $T = \frac{\Phi'}{\Phi}$ de celle-ci par une expression approchée qui soit assez simple pour permettre l'intégration de l'équation de Picht [1] qui fournit les éléments du premier ordre et des formules de Sturrock [2] qui donnent les coefficients d'aberration.

Dans le cas de la lentille à trois électrodes, on peut choisir, pour représenter la fonction T, la formule simple

$$T_a = T_0 z\left[1 + \left(\frac{z}{a}\right)^2\right]^{-2}.$$

Les deux courbes représentatives ont des formes analogues et nous déterminerons les deux paramètres T_0 et a en écrivant que la courbe approchée et la courbe exacte ont le même maximum, de coordonnées z_m et T_m; on obtiendra sans difficulté

$$a = z_m\sqrt{3}, \qquad T_0 = \frac{16}{9}\frac{T_m}{z_m}.$$

2. On ne connaît pas d'expression rigoureuse du potentiel axial d'une lentille à trois électrodes, mais Regenstreif [3] a donné récemment une formule semi-théorique qui cadre bien avec les mesures faites à la cuve. En prenant pour unité la distance de l'électrode centrale à l'une des électrodes extérieures et en appelant σ le rapport des potentiels appliqués à la lentille, on a

$$\Phi = \sigma + (1 - \sigma)\,y(z),$$

y étant une fonction transcendante compliquée dont la représentation graphique est une courbe en cloche et qui ne dépend que de la géométrie de la lentille. On trouvera son expression dans le Mémoire de Regenstreif. La complexité de cette formule rend impossible le calcul des coordonnées z_m et T_m, sauf dans des cas particuliers et ce que nous cherchons, c'est un procédé permettant l'étude rapide de tout un groupe de lentilles dont les potentiels varient.

3. Pour faire ce calcul, nous allons remplacer la fonction y trop compliquée par une fonction simple y_1

qui permettra le calcul des paramètres z_m et T_m. Cette fonction doit avoir la même forme que y et coïncider le mieux possible avec elle, tout au moins dans la partie qui nous intéresse. Or, le maximum de T n'est pas en général très éloigné de celui de Φ', de sorte que nous ferons coïncider les courbes au voisinage du point d'inflexion de Φ.

Nous remplaçons la fonction réelle par

$$y_1 = A - B \cos pz$$

et nous déterminons les trois paramètres A, B et p en écrivant qu'il y a un contact du troisième ordre au point d'inflexion, ce qui nous donne

$$\cos pz_i = 0, \qquad A = y(z_i), \qquad Bp = y'(z_i),$$

z_i étant l'abscisse du point d'inflexion de $y(z)$.

Le calcul est alors très simple. Nous avons

$$T = \frac{Bp(1-\sigma)\sin pz}{A + (1-A)\sigma - (1-\sigma)B\cos pz};$$

l'abscisse z_m du maximum est donnée par l'équation

$$\cos pz_m = \frac{(1-\sigma)B}{A + (1-A)\sigma}$$

et la valeur maximum de T est

$$T_m = p \operatorname{ctg} pz_m.$$

4. En conclusion, une lentille étant donnée par les dimensions de ses électrodes, il nous faut connaître les trois grandeurs z_i (qui est toujours voisine de 0,66, selon Regenstreif) $y(z_i)$ et $y'(z_i)$, soit par le calcul, soit par des mesures faites à la cuve rhéographique. La méthode précédente nous permet alors, pour chaque valeur de σ de représenter la fonction caractéristique T de la lentille par une expression simple, dont les paramètres seront faciles à déterminer. L'étude théorique peut alors être entreprise sans risquer de rencontrer des calculs inextricables.

[1] Picht J. — *Ann. Physik*, 1932, **15**, 926.
[2] Sturrock. — *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **233**, 243-245.
[3] Regenstreif. — *Ann. Radioélectr.*, 1951, **6**, 51-83.

Manuscrit reçu le 29 novembre 1951.

REVUE DES LIVRES

Ces études donnent des renseignements, par exemple, sur la valeur absolue des spins de certains niveaux nucléaires, sur la multipolarité et sur la nature électrique ou magnétique des transitions électromagnétiques entre les niveaux, renseignements indispensables à l'édification d'une théorie du noyau. Deutsch traite aussi bien de la distribution angulaire dans une réaction (d, p), que de la corrélation angulaire entre la direction d'émission d'une particule β et celle du noyau de recul de l'atome résiduel.

La grande hétérogénéité des techniques propres à chaque problème oblige Deutsch à une revue succincte de celles-ci.

8. *La microphysique des nuages*, par S. B. Mason et F. H. Ludlam. — Présentation des bases physiques de la théorie de la formation des grêlons, gouttes de pluie et flocons de neige.

Discussion des possibilités de stimulation artificielle des précipitations de pluie.

9. *Étude des températures ionosphériques*, par N. C. Gerson. — Revue des phénomènes permettant le calcul de la température de l'ionosphère et table des valeurs les plus probables dans la région comprise entre les altitudes de 100 et 400 km.

10. *Quelques applications de la physique nucléaire à la médecine*, par W. V. Mayneord. — Étude de l'utilisation pour la recherche biologique, le diagnostic et la thérapeutique des radioéléments artificiels et des particules accélérées.

L'auteur décrit un travail personnel effectué avec un β-synchrotron.

Une analyse détaillée est faite de l'utilisation des radioéléments les plus usuels : phosphore, iode, fer, sodium.

La fin de l'article, intéressante pour les laboratoires de physique nucléaire, décrit les effets biologiques des diverses radiations et les méthodes d'estimation des doses maxima tolérées par l'homme.

11. *Les interactions nucléaires des rayons cosmiques*, par G. D. Rochester et W. C. V. Rosser. — Les auteurs, dans un article extrêmement documenté, étudient d'abord séparément les divers types d'interactions nucléaires : les étoiles d'évaporation, les gerbes pénétrantes, les interactions nucléaires provoquées par les noyaux lourds primaires, puis celles dues à la composante non nucléonique des rayons cosmiques.

M. Charpak.

Le Gérant : Maurice Blondin. 141 171 Imp. Gauthier-Villars, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1952.